

SÉRIE A — N° 1753.

N° D'ORDRE 2619.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS. SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. L. CAPDECOMME

AGRÉGÉ DES SCIENCES PHYSIQUES,
PROFESSEUR AU LYCÉE DE TOULOUSE

PREMIÈRE THÈSE. — Recherches sur les mesures de pouvoirs réflecteurs au moyen du microscope.

DEUXIÈME THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le octobre 1937 devant la commission d'examen

28 OCT 1937

MM. COTTON

Président

MAUGUIN

J. WYART

} *Examineurs*

PARIS

1937

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyen honoraire.....
Doyen

M. MOLLIARD.
C. MAURAIN, *Professeur*, Physique du Globe.

Professeurs honoraires.	H. LEBESGUE.	GUILLET.	BLAISE.	VESSIOT.
	A. FERNBACH.	PECHARD.	DANGEARD.	PORTIER.
	Émile PICARD.	FREUNDLER.	LESPIEAU.	MOLLIARD.
	Rémi PERRIER.	AUGER.	MARCHIS.	LAPICQUE.
	LÉON BRILLOUIN.			

PROFESSEURS

G. BERTRAND....	T	Chimie biologique.	F. PICARD.....	Zoologie (Évolution des êtres organisés).
M. CAULLERY....	T	Zoologie (Évolution des êtres organisés).	HENRI VILLAT....	T Mécanique des fluides et applications.
G. URBAIN.....	T	Chimie générale.	Ch. JACOB.....	T Géologie.
Emile BOREL....	T	Calcul des probabilités et Physique mathém.	P. PASCAL.....	T Chimie minérale.
Jean PERRIN....	T	Chimie physique.	M. FRÉCHET....	T Calcul différentiel et Calcul intégral.
H. ABRAHAM....	T	Physique.	E. ESCLANGON...	T Astronomie.
E. CARTAN.....	T	Géométrie supérieure.	M ^{me} RAMART-LUCAS.....	T Chimie organique.
A. COTTON.....	T	Recherches physiques.	H. BÉGHIN.....	T Mécanique physique et expérimentale.
J. DRACH.....	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	FOCH.....	Mécanique expérimentale des fluides.
Charles FABRY...	T	Enseignement physique	PAUTHENIER....	Physique (P.C.B.).
Charles PÉREZ..	T	Zoologie.	DE BROGLIE....	T Théories physiques.
Léon BERTRAND.	T	Géologie structurale et géologie appliquée.	CHRÉTIEN.....	Optique appliquée.
E. RABAUD.....	T	Biologie expérimentale.	P. JOB.....	Chimie générale.
M. GUICHARD....	T	Chimie minérale.	LABROUSTE....	Physique du Globe.
Paul MONTEL...	T	Théorie des fonctions et Théorie des transformations.	PRENANT.....	Zoologie.
P. WINTREBERT.	T	Anatomie et histologie comparées.	VILLEY.....	Mécanique physique et expérimentale.
L. BLARINGHEM..	T	Botanique.	BOHN.....	Zoologie (P.C.B.).
O. DUBOSCQ....	T	Biologie maritime.	COMBES.....	T Physiologie végétale.
G. JULIA.....	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	GARNIER.....	T Mathématiques gén.
C. MAUGUIN....	T	Minéralogie.	PÉRÈS.....	Mécanique des fluides.
A. MICHEL-LÉVY.	T	Pétrographie.	HACKSPILL....	(Chimie (P. C. B.))
H. BÉNARD.....	T	Mécanique expérimentale des fluides.	LAUGIER.....	T Physiologie générale.
A. DENJOY.....	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	TOUSSAINT....	Technique Aéronautique.
L. LUTAUD.....	T	Géographie physique et géologie dynamique.	M. CURIE.....	Physique (P.C.B.).
Eugène BLOCH..	T	Physique théorique et physique céleste.	G. RIBAUD.....	T Hautes températures.
G. BRUHAT.....	T	Physique.	CHAZY.....	T Mécanique rationnelle.
E. DARMOIS....	T	Enseign. de Physique.	GAULT.....	Chimie (P.C.B.).
A. DEBIERNE....	T	Physique générale et Radioactivité.	CROZE.....	Physique.
A. DUFOUR.....	T	Physique (P. C. B.).	DUPONT.....	T Théories chimiques.
L. DUNOYER....	T	Optique appliquée.	LANQUINE....	Géologie.
A. GUILLIERMOND.	T	Botanique.	VALIRON.....	Mathématiques gén.
M. JAVILLIER....	T	Chimie biologique.	BARRABÉ.....	Géologie structurale et géologie appliquée.
L. JOLEAUD....	T	Paléontologie.	MILLOT.....	Zoologie (P.C.B.).
ROBERT-LÉVY...	T	Physiologie comparée.	F. PERRIN.....	Théories physiques.
			VAVON.....	Chimie organique.
			G. DARMOIS....	Calcul des Probabilités et Physique-Math.

Secrétaire..... A. PACAUD.
Secrétaire honoraire..... D. TOMBECK.

SÉRIE A — N° 1753.

N° D'ORDRE 2619.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. L. CAPDECOMME

AGRÉGÉ DES SCIENCES PHYSIQUES,
PROFESSEUR AU LYCÉE DE TOULOUSE

PREMIÈRE THÈSE. — Recherches sur les mesures de pouvoirs réflecteurs au moyen du microscope.

DEUXIÈME THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le octobre 1937 devant la commission d'examen

MM. COTTON

Président

MAUGUIN

J. WYART

} *Examineurs*

PARIS

—
1937



A MES PARENTS

A

Monsieur A. DUFFOUR

PROFESSEUR DE MINÉRALOGIE A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE TOULOUSE

Témoignage d'affectueuse reconnaissance.

INTRODUCTION

On sait que le *pouvoir réflecteur* ou *facteur de réflexion* d'une surface, pour un flux incident donné, est le rapport de l'énergie transportée par les rayons incidents à l'énergie transportée par les rayons régulièrement réfléchis.

La *Physique* a établi, depuis longtemps, des relations entre les pouvoirs réflecteurs sous les diverses incidences et les indices de réfraction et d'extinction ⁽¹⁾. Mesurer les pouvoirs réflecteurs peut donc servir, à la fois, à vérifier les théories et à caractériser optiquement les différents corps.

Les *Minéralogistes* ont montré, ces dernières années, tout l'intérêt qu'ils attachent à la connaissance du pouvoir réflecteur : l'*éclat* a toujours été, pour eux, un caractère physique important de la diagnose des échantillons ⁽²⁾ : s'il est fonction de la structure superficielle, il dépend avant tout du pouvoir réflecteur. — La *couleur*, bien que moins caractéristique, peut cependant fournir d'intéressantes indications : la mesure des pouvoirs réflecteurs relatifs à différentes longueurs d'onde permet d'en donner une expression numérique.

(1) BOUASSE. — *Théorie de la réflexion*, p. 213 à 466.

BRUHAT. — *Optique*, 1031, p. 328 à 390.

(2) J. ORCEL. — *Arch. du Muséum*, série 6, t. XII, p. 171 à 173, 1935.

Les *Cristallographes*, utilisant la lumière rectilignement polarisée et observant les variations des pouvoirs réflecteurs en fonction de la direction cristallographique, ont un moyen d'étudier quantitativement l'anisotropie optique des cristaux opaques et de rechercher ses relations avec l'anisotropie géométrique. Des travaux de ce genre ont déjà été effectués dans quelque cas ⁽¹⁾.

Les *Métallographes* et les *Chimistes* recourent, eux aussi, aux mesures optiques en lumière réfléchie ⁽²⁾ soit en vue de l'analyse, soit pour apprécier les modifications superficielles des surfaces (corrosion, usure, etc... ⁽³⁾)

Au début de ce travail, mon but était de réaliser des déterminations optiques sur les cristaux opaques et, en particulier, sur les petits échantillons rencontrés en Minéralogie.

Je pensais utiliser, simultanément, la méthode polarimétrique attribuée à Drude pour déterminer les deux indices d'absorption et de réfraction, ainsi que la méthode photométrique préconisée depuis quelques années par J. Orcel en France et par l'École de SCHNEIDERHÖHN en Allemagne, pour mesurer le pouvoir réflecteur sous l'incidence normale. Les

(1) MULLER. — *Neues Jahr. f. Min.*, 17 — B — 1903, p. 187.

CISSARZ. — *Neues Jahr. f. Min.*, 64 — A — 1931, p. 137.

MALMQVIST. — *Bull. Geol. Inst. Univ. Upsala*, 26-1936.

(2) LOWERY, BOR et WILKINSON. — *Phil. Mag.*, Sér. 7, Vol. XX, 1935, p. 390.

LOWERY et MOORE. — *Phil. Mag.*, Sér. 7, Vol. XII, 1932, p. 938.

LOWERY, WILKINSON et SMARE. — *Phil. Mag.*, Sér. 7, Vol. XXII, 1936, p. 769.

The Structure of Metallic Coatings. — The Faraday Society, 1935, p. 1151 à 1168.

(3) OZOUL. — Sur la mesure du degré de poli en vue de la détermination de la tenue à la corrosion des aciers inoxydables. *C. R. Ac. Sc.*, t. 196, 1933, p. 196.

R. CASTRO. — Progrès de la Technique de la Métallographie microscopique, Hermann, 1935, p. 50.

L. CAPDECOMME et P. JACQUET. — Sur le pouvoir réflecteur du cuivre, *C. R. Ac. Sc.*, t. 204, 1937, p. 1415.

deux procédés paraissaient susceptibles de se compléter et de se contrôler.

Dès le montage de l'appareil de mesure du pouvoir réflecteur, j'ai relevé de nombreuses insuffisances théoriques et pratiques dans les dispositifs en usage. Quelques expérimentateurs avaient bien indiqué certaines d'entre elles, mais, préoccupés par la diagnose minéralogique plus que par la signification physique des mesures, ils n'en avaient pas fait une étude approfondie.

C'est cette étude que j'ai abordée en premier lieu et je la présente dans les pages qui suivent avec la description de dispositifs augmentant la sécurité, ainsi que la précision des mesures photométriques.

J'ai été conduit, ainsi, à traiter des questions qui peuvent paraître très indépendantes les unes des autres ; mais l'ensemble de leurs conclusions est le but même de ce travail et c'est lui qui doit en faire l'unité.

Ces recherches ont été exécutées au Laboratoire de Minéralogie de la Faculté des Sciences de Toulouse. J'exprime ma plus vive reconnaissance à M. le Professeur Duffour qui les a suivies pas à pas et m'a guidé et encouragé de ses précieux conseils.

J'ai trouvé l'appui le plus cordial dans divers Laboratoires et je suis heureux de remercier M. Orcel, du Museum d'Histoire Naturelle de Paris, ainsi que MM. Cathala, Sourisseau et Pichot, de la Faculté des Sciences de Toulouse.

Je tiens aussi, tout particulièrement, à présenter l'hommage de ma respectueuse gratitude à M. Bouasse dont l'enseignement m'a très souvent inspiré et à M. Cotton qui a bien voulu s'intéresser depuis longtemps à ce travail.

Fondements théoriques et expérimentaux.

(Dans chaque paragraphe, nous renverrons pour les détails de calculs à des ouvrages classiques).

a) Corps isotropes ou cristallisés dans le système cubique (10 — p. 213 et 374) (11 — p. 213 et 374).

L'énergie lumineuse incidente peut être décomposée en deux parties : l'une, polarisée perpendiculairement au plan d'incidence, à laquelle correspond un pouvoir réflecteur $R_{\perp}$, l'autre, polarisée dans le plan d'incidence, pour laquelle le pouvoir réflecteur est $R_{\parallel}$. Le pouvoir réflecteur relatif à la lumière naturelle est donc : $R = \frac{R_{\perp} + R_{\parallel}}{2}$.

Sur une *surface transparente*, i étant l'angle d'incidence et r l'angle de réfraction, les pouvoirs réflecteurs sont :

$$(I) \quad \begin{cases} R_{\parallel} = \frac{\sin^2 (i - r)}{\sin^2 (i + r)} \\ R_{\perp} = \frac{\operatorname{tg}^2 (i - r)}{\operatorname{tg}^2 (i + r)} \end{cases}$$

Dans les *corps opaques*, l'indice de réfraction n qui caractérise les corps transparents doit être remplacé par un indice complexe $(\nu - j\chi)$; ν porte encore le nom d'indice de réfraction et χ est l'indice d'extinction. Les pouvoirs réflecteurs sont encore :

$$(II) \quad \begin{cases} R_{\parallel} = \text{module } \left| \frac{\sin^2 (i - r)}{\sin^2 (i + r)} \right| \\ R_{\perp} = \text{module } \left| \frac{\operatorname{tg}^2 (i + r)}{\operatorname{tg}^2 (i - r)} \right| \end{cases}$$

Si l'on pose $n \cdot \cos r = p - jq$ (p et q étant deux nombres réels), les pouvoirs réflecteurs en fonction de p , q , i , déduits des équations (II) prennent les formes :

$$(III) \quad \begin{cases} R_{||} = \frac{(p - \cos i)^2 + q^2}{(p + \cos i)^2 + q^2} \\ R_{\perp} = \frac{(p - \sin i \cdot \operatorname{tgi})^2 + q^2}{(p + \sin i \cdot \operatorname{tgi})^2 + q^2} \cdot R_{||} \end{cases}$$

Cas de l'incidence normale :

Pour les *corps transparents*, le pouvoir réflecteur R_o est la limite commune des expressions I :

$$(IV) \quad \begin{cases} R_o = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 \text{ dans l'air,} \\ R_o = \left(\frac{n - N}{n + N} \right)^2 \text{ dans un milieu transparent d'indice } N. \end{cases}$$

Pour les *corps opaques*, R_o se déduit, de même, des équations III :

$$(V) \quad \begin{cases} R_o = \frac{(\nu - 1)^2 + \chi^2}{(\nu + 1)^2 + \chi^2} \text{ dans l'air,} \\ R_o = \frac{(\nu - N)^2 + \chi^2}{(\nu + N)^2 + \chi^2} \text{ dans un milieu d'indice } N. \end{cases}$$

b) Pour les corps optiquement anisotropes (10 — p. 353) (8 — p. 152), et à la différence de ce qu'on observe sur les surfaces isotropes, les pouvoirs réflecteurs en lumière incidente normale dépendent de l'azimut de polarisation de la lumière incidente :

Sur un *cristal transparent*, les pouvoirs réflecteurs relatifs à des rayons polarisés parallèlement aux deux directions privilégiées sont :

$$(VI) \left\{ \begin{array}{l} R_1 = \left(\frac{n_1 - 1}{n_1 + 1} \right)^2 \text{ et } R_2 = \left(\frac{n_2 - 1}{n_2 + 1} \right)^2 \text{ dans l'air,} \\ R_1 = \left(\frac{n_1 + N}{n_1 + N} \right)^2 \text{ et } R_2 = \left(\frac{n_2 - N}{n_2 + N} \right)^2 \text{ dans un milieu} \\ \hspace{15em} \text{d'indice } N. \end{array} \right.$$

Avec des vibrations dont l'azimut fait l'angle α avec la direction de pouvoir réflecteur R_1 , le pouvoir réflecteur est :

$$(VII) \quad R = R_1 \cdot \cos^2 \alpha + R_2 \cdot \sin^2 \alpha.$$

On appelle *indicatrice des pouvoirs réflecteurs* ⁽¹⁾ de la surface, la courbe représentée en coordonnées polaires par cette équation. (La différence $(R_1 - R_2)$ est appelée *biréflexence*.)

Quand l'angle α est voisin de zéro, l'équation VII donne $R = R_1 [1 + (a - 1) \alpha^2]$ ⁽²⁾. Je crois important de souligner que la latitude d'orientation de la surface cristalline dans l'appréciation des pouvoirs réflecteurs principaux est toujours très grande. On l'évaluera en observant que $(a - 1)\alpha^2$ peut atteindre l'imprécision photométrique. (Avec une calcite parallèle à l'axe d'isotropie, par exemple, pour laquelle $a = 0,625$ et est exceptionnellement éloigné de 1, la latitude dépasse encore 12° quand la précision photométrique est 1%).

On voit, par contre, qu'il est impossible de repérer avec précision les directions privilégiées en appréciant directement le maximum ou le minimum du pouvoir réflecteur. Mais on déduit, de l'équation VII que :

$$\frac{dR}{R} = \frac{(R_2 - R_1)}{R} : \sin 2\alpha \cdot d\alpha$$

(1) Les indicatrices ont été parfois assimilées à des ellipses. Nous avons déjà eu l'occasion de montrer (20) que l'indicatrice théorique des pouvoirs réflecteurs entoure l'ellipse ayant les mêmes axes, lui est tangente sur les directions privilégiées, et s'écarte d'elle d'autant plus que le rapport a des pouvoirs réflecteurs principaux est plus éloigné de 1.

(2) On a posé $a = R_2/R_1$.

c'est donc vers l'azimut 45° que les rotations de la section sont le plus sensibles sur les pouvoirs réflecteurs. Comme, $R_{45^\circ} = \frac{R_1 + R_2}{2}$, le procédé le plus précis pour déterminer les directions privilégiées d'une section par l'appréciation des pouvoirs réflecteurs consiste donc : 1° — à mesurer les deux pouvoirs réflecteurs maximum et minimum, de la section ; 2° — à chercher la direction ayant pour pouvoir réflecteur la moyenne arithmétique des précédents. Les directions privilégiées sont à 45° de part et d'autre.

On peut montrer qu'une section cristalline opaque, dont les indices d'extinction sont plus petits que les indices de réfraction, présente encore deux directions privilégiées rectilignes (14) et qu'il est possible d'appliquer aux pouvoirs réflecteurs en lumière incidente normale, la formule VII relative aux cristaux transparents. Les pouvoirs réflecteurs R_1 et R_2 pour des rayons incidents normaux à la surface et polarisés parallèlement aux directions privilégiées sont, dans l'air :

$$(VIII) \quad \begin{cases} R_1 = \frac{(\nu_1 - 1)^2 + \chi_1^2}{(\nu_1 + 1)^2 + \chi_1^2} \\ R_2 = \frac{(\nu_2 - 1)^2 + \chi_2^2}{(\nu_2 + 1)^2 + \chi_2^2} \end{cases}$$

($\nu_1 - j\chi_1$ et $\nu_2 - j\chi_2$ sont les deux indices principaux de la section).

Dans le cas général de corps fortement opaques, les indicatrices de pouvoirs réflecteurs pourront avoir des formes très différentes de celle des corps transparents. (22) (50) Comme elles devront comporter, au moins, les éléments de symétrie géométrique du plan considéré, on comprend que la forme de ces indicatrices pourra donner de précieux renseignements sur la symétrie du cristal opaque.

Mesures sur les surfaces très petites.

Les dispositifs usuels pour la mesure des pouvoirs réflecteurs ne sont généralement pas utilisables avec les surfaces homogènes très petites que Métallographes et Minéralogistes observent au *microscope*. Cela explique les nombreuses tentatives poursuivies afin d'adapter cet appareil lui-même à de telles mesures.

Koenigsberger a utilisé, dès 1914 (36), un procédé pour déterminer R_0 au moyen du microscope : grâce à l'équation IV, une simple mesure dans l'air lui permettait de calculer l'indice de réfraction n d'un corps transparent ; deux mesures, l'une du pouvoir réflecteur R_0 dans l'air, l'autre du pouvoir réflecteur R'_0 dans un milieu d'immersion d'indice connu N , lui donnaient au moyen des équation V, les indices de réfraction ν et d'extinction χ .

Indiquons les relations entre les erreurs relatives sur les indices ainsi calculés et l'erreur commise dans la détermination des pouvoirs réflecteurs en lumière incidente normale :

$$\begin{aligned}
 \text{(IX)} \quad \frac{dn}{n} &= \frac{n^2 - 1}{4} \cdot \frac{dR_0}{R_0} \\
 \text{(X)} \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{d\nu}{\nu} &= \frac{4\nu}{n^2 - 1} \left[\frac{R_0^2}{(1 - R_0)^2} \frac{dR_0}{R_0} + \frac{N R_0'^2}{(1 - R'_0)^2} \frac{dR'_0}{R'_0} \right] \\ \frac{d\chi}{\chi} &= \frac{2\nu \cdot dR_0}{(1 - R_0)[R_0(\nu + 1)^2 - (\nu - 1)^2]} + \\ &\quad + \frac{[R_0(\nu + 1) - (\nu - 1)] d\nu}{R_0(\nu + 1)^2 - (\nu - 1)^2} \end{aligned} \right.
 \end{aligned}$$

D'après l'équation IX, l'incertitude relative sur l'indice n d'un corps transparent ainsi déterminé, est incomparablement plus grande qu'après une détermination dioptrique ;

elle est du même ordre que l'imprécision dans la mesure de R_0 , plus petite avec les corps très réfringents.

D'après les équations X, nous remarquerons, avec Koenigsberger, qu'on obtient encore des valeurs approchées de ν quand R_0 n'est pas trop grand et inférieur à 0,5 par exemple ; χ est lui aussi assez bien déterminé si ν dépasse les valeurs 2 ou 3. (C'est le cas de beaucoup de sulfures ou oxydes métalliques.) Mais, dans la plupart des autres cas, et en particulier, pour les métaux dont le pouvoir réflecteur est voisin de 1 et dont l'indice ν peut être lui-même très petit, l'incertitude est telle que les déterminations de ν et χ , avec cette méthode, n'ont, à priori, aucun sens.

A partir de 1924, et sous l'influence des progrès effectués par la photométrie, une série de publications soulignent l'intérêt d'une détermination numérique des pouvoirs réflecteurs (7) (30).

J. Orcel, utilise en France, dès 1927, le premier photomètre à cellule photoélectrique destiné à ces mesures, (43) (44).

Sous l'impulsion de *H. Schneiderhöhn*, en Allemagne, *Berek* construit un photomètre visuel (28) (49) et *Ramdhor et Ehremberg* réalisent un photomètre à cellule photoélectrique (38) (50).

Récemment, *D. Malmqvist* a construit un photomètre photoélectrique utilisant deux cellules en opposition et l'a comparé au dispositif de Berek (42).

Actuellement, les méthodes photométriques de mesure de pouvoirs réflecteurs à l'aide du microscope se réduisent à trois types :

- a) Méthode visuelle de Berek.
- b) Méthode à deux cellules de Malmqvist.
- c) Méthodes à une cellule photoélectrique d'Orcel et de Ramdhor et Ehremberg.

Caractères de ces méthodes. — Difficultés communes.

Les mesures du pouvoir réflecteur R_0 au moyen du microscope sont toutes des *mesures relatives* : On détermine pour un même flux incident issu de l'objectif, le rapport des flux réfléchis successivement par la surface étalon qu'on lui substitue aussi exactement que possible.

Les différences entre les méthodes usuelles proviennent seulement du dispositif photométrique utilisé dont le choix a pu être influencé par le but plus spécialement poursuivi : commodité, rapidité, précision des mesures, sensibilité.

L'utilisation du microscope entraîne des difficultés communes :

a) La comparaison des pouvoirs réflecteurs par celle des flux lumineux réfléchis suppose une même définition géométrique du flux incident par rapport aux surfaces comparées : rien n'étant déplacé dans l'appareil au cours des mesures, *les surfaces doivent être parfaitement substituées les unes aux autres.*

b) On se propose de déterminer des pouvoirs réflecteurs en lumière incidente normale ; mais en réalité, le *faisceau incident qui atteint un élément de la surface étudiée est conique* et d'angle variable avec le diaphragme d'ouverture et la position de l'élément réfléchissant dans le champ.

c) Le flux qui atteint le photomètre comprend, outre le flux régulièrement réfléchi sur la surface étudiée, de la *lumière parasite* (diffusions dans l'illuminateur, réflexions sur les faces des lentilles de l'objectif, réflexions multiples entre l'objectif et la surface étudiée).

d) Les illuminateurs de microscopes métallographiques utilisant le plus souvent une réflexion métallique ou une réflexion totale, ont une action sur l'état de polarisation de

la lumière incidente. Pour étudier la dispersion du pouvoir réflecteur en fonction de la direction cristallographique, *il faut transmettre à l'objectif de la lumière rectilignement polarisée.*

Au cours de leurs publications, certains expérimentateurs avaient souligné quelques-unes de ces causes d'incertitude, et je l'avais fait moi-même après une première série d'expériences (19). Pour pouvoir attribuer aux mesures une signification physique définie, il restait à apprécier ces incertitudes par une étude théorique étayée de vérifications expérimentales ; il importait aussi de rechercher des améliorations permettant de les réduire.

J'ai été conduit à examiner successivement :

- a) la réalisation d'un photomètre.
 - b) le dispositif optique.
 - c) la signification physique des pouvoirs réflecteurs en lumière incidente normale et le problème des étalons.
-

PREMIÈRE PARTIE

LE PHOTOMÈTRE

- I. — Choix du procédé photométrique — p. 12.
- II. — Le récepteur physique — p. 15.
- III. — Mesure des courants photoélectriques — p. 24.
- IV. — Réalisation de la source constante et de l'alimentation constante de la lampe électromètre — p. 31.

I. — Choix du procédé photométrique.

Précision et sensibilité demandées à notre photomètre.

Pour la *diagnose* minéralogique ou métallographique, on demande seulement au photomètre de fournir des ordres de grandeur du pouvoir réflecteur et de la biréflectence ; les nombres ainsi obtenus viennent appuyer le faisceau de résultats fournis par les autres procédés de diagnose (Analyse chimique, attaque des surfaces polies, etc...). Un photomètre de précision même médiocre suffit, et on apporte tous les soins à la commodité et à la rapidité des mesures.

Mais, pour évaluer les petites variations du pouvoir réflecteur, soit en fonction de l'altération des surfaces, soit en fonction de la longueur d'onde ou de la direction cristallographique, pour apprécier aussi les erreurs systématiques que l'emploi du dispositif microscopique peut provoquer dans la comparaison des pouvoirs réflecteurs, il est *indispensable de disposer d'un photomètre très précis.*

La limite de précision nécessaire sera indiquée dans l'étude optique et dans les applications ; disons tout de suite qu'elle atteindra utilement $1/200$.

En outre, l'ordre de grandeur des flux lumineux à comparer peut prendre des valeurs extrêmement différentes et très petites (Lumière polarisée — bandes quasi monochromatiques — surfaces peu réfléchissantes — etc...) *Il est donc essentiel que notre photomètre présente une sensibilité facilement adaptable et pouvant devenir très grande éventuellement.*

Choix de la méthode photométrique.

Plusieurs auteurs ont déjà exposé les avantages réciproques des procédés photométriques visuels d'une part, et physiques de l'autre (27) (13). L'incertitude relative sur des flux comparés par les méthodes visuelles reste bien supérieure à 1 % dans les meilleures conditions de sensibilité et d'entraînement et pour un observateur non fatigué. Les comparaisons au microscope simple, comportant au moins deux mesures séparées, doublent cette incertitude.

Les procédés physiques soigneusement étudiés peuvent être bien plus satisfaisants. Je rappellerai seulement que M. Fleury a construit un photomètre permettant « de comparer à $1/1000$ près deux flux lumineux (tels que ceux émis par les lampes en tungstène) de l'ordre de $1/1000$ de millilumen, pourvu qu'ils aient la même composition spectrale (27). » Une telle précision dépasse beaucoup celle qui, pour l'instant, nous est nécessaire.

En outre, les mesures physiques, plus rapides et moins pénibles que les mesures visuelles, donnent des résultats indépendants du « facteur personnel » très variable de l'observateur.

Enfin, tandis que les mesures visuelles sont applicables seulement aux régions du spectre visible pour lesquelles l'œil a une bonne sensibilité, les récepteurs physiques bien choisis fonctionnent d'un bout à l'autre du spectre visible et même au delà.

Nous avons vu que les récepteurs physiques sont déjà utilisés dans certains appareils mesurant les pouvoirs réflecteurs au moyen du microscope. Il semble d'ailleurs que leurs auteurs aient plutôt pensé à éliminer le facteur personnel de l'observateur qu'à accroître la précision.

Dans l'emploi du récepteur physique comme appareil de mesure directe (Orcel-Ramdhor) *le flux lumineux envoyé sur les surfaces à comparer est supposé rigoureusement constant* ; le rapport des pouvoirs réflecteurs est pris égal au rapport des flux réfléchis vers le récepteur physique, les surfaces étant substituées les unes aux autres. Le rapport de ces flux est donné lui-même par le rapport des courants photoélectriques : *cela exige une réponse bien linéaire du récepteur et une sensibilité invariable pendant la durée des comparaisons.*

Dans l'appareil de Malmqvist l'effet des fluctuations de la source est réduit par l'emploi de deux cellules montées électriquement en opposition et recevant l'une le flux réfléchi et l'autre une fraction réglable du flux lumineux issu de la source. On demande seulement aux deux cellules d'être *stables ou d'avoir les mêmes variations de sensibilité pendant les comparaisons.* Le photomètre comporte ici un dispositif affaiblisseur qui sert d'une part à réaliser l'équilibre électrique et d'autre part à faire les lectures des résultats.

Après des tâtonnements j'ai adopté la méthode directe inspirée de celle de J. Orcel, et comportant une seule cellule dont on mesure les courants. J'avais, pour cela, les raisons suivantes :

La fabrication actuelle permet de réaliser des cellules qui, triées et convenablement utilisées, jouissent, avec une précision pouvant atteindre 1/1000, de la proportionnalité entre les flux lumineux reçus et les courants photoélectriques débités (27); — Grâce à un dispositif décrit plus loin, j'ai pu réaliser avec une très grande sécurité la source lumineuse stable nécessaire aux mesures directes; — celles-ci ont l'avantage de remplacer les mesures effectuées au moyen d'un dispositif affaiblisseur, de réalisation souvent difficile et d'un étalonnage très délicat, par des mesures de courants électriques qui sont parmi les plus précises de la Physique.

II. — Le récepteur physique.

Les différents expérimentateurs comparant des pouvoirs réflecteurs au moyen de microscopes ont utilisé des types très différents de récepteurs physiques : cellules photo-résistantes, à couche d'arrêt, et photo-émissives.

Les *cellules photoémissives*, judicieusement choisies et soumises à une étude préalable, semblent les mieux adaptées à la sensibilité et à la précision demandée à nos mesures : le domaine de sensibilité spectrale s'étend pour certaines d'entre elles, dans tout le spectre visible et même de part et d'autre, dans le proche ultra-violet et le proche infra-rouge. Leur énorme résistance donne une latitude très grande pour la mesure électrométrique des courants photo-électriques.

Les cellules photoémissives.

J'ai souligné dans une autre publication (20 *bis*) que, parmi les cellules photoémissives utilisées en photométrie,

les *cellules à vide* donnent une sécurité beaucoup plus grande que les cellules à gaz. Celles-ci quoique plus sensibles, montrent à l'expérience de graves inconvénients : inclinaison des caractéristiques à flux constant et potentiel accélérateur variable qui exagère l'influence des variations accidentelles de ce dernier ; perte du bénéfice de la plus grande sensibilité à cause des grandes résistances imposées par les mesures électrométriques ; surtout, loi mal définie

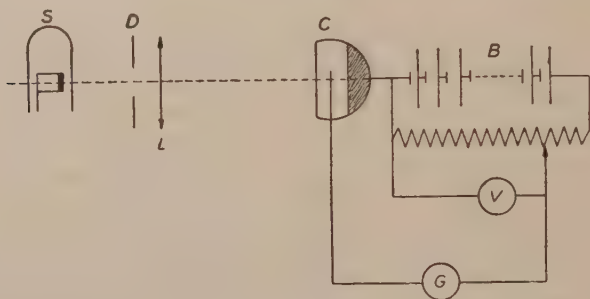


Fig.1

des variations du courant photoélectrique en fonction des flux lumineux, même pour nos petits flux.

Après des essais sur plusieurs cellules de ce type qui ont donné des résultats nettement insuffisants, j'ai adopté, comme d'ailleurs beaucoup d'autres expérimentateurs désireux de concilier dans leurs mesures photométriques sensibilité et précision, une cellule à vide à couche complexe au coesium. M. Boutry qui est un des spécialistes de ces questions a lui-même adopté des cellules à vide pour son appareil densitométrique de précision (12).

La cellule que j'utilise est du modèle Philips 3512, type particulièrement intéressant pour sa grande sensibilité globale, 20 μ . A. par lumen, au moins, pour la lumière d'une

lampe à incandescence (type demi-watt) sensible dans tout le spectre visible et de part et d'autre avec maximum dans le rouge.

Le choix et l'étude préalable des caractéristiques de la cellule adoptée, indispensables pour la sécurité de mesures précises, ont été effectués avec un dispositif (fig. 1) analogue à celui que décrit M. Boutry pour l'étude des cellules à gaz (12) : Source lumineuse S à ruban de tungstène sous-voltée ; alimentation de cette source par accumulateurs de grande capacité et contrôle de l'intensité par potentiomètre et pile étalon ; — mise au point de l'image agrandie de cette source sur le fond de la cellule par lentille achromatique ; — flux admis dans la cellule C variables dans les rapports connus par simple substitution de diaphragmes circulaires D étalonnés au comparateur ; — potentiel accélérateur de la cellule fourni par batterie d'accumulateur de T. S. F. de 250 volts, B, débitant dans un potentiomètre ; — mesure à $1/500$ près de la différence de potentiel entre électrodes de la cellule par voltmètre de précision très résistant V ; — courants photoélectriques mesurés directement au galvanomètre G ; — le tout isolé soigneusement et en atmosphère sèche.

a) *Courbes caractéristiques.* — J'ai retrouvé la forme bien connue des caractéristiques des cellules à vide à flux lumineux constant et potentiel accélérateur variable : le courant photoélectrique croît rapidement avec le potentiel accélérateur puis devient presque constant à la saturation. Celle-ci est atteinte pour notre cellule, avec des tensions nettement plus grandes que celles indiquées par le constructeur (70 volts) : au voisinage de 100 volts, les réseaux de courbes relevées pour différentes résistances du circuit et différents flux lumineux étaient encore nettement incurvés (fig. 2 a et b).

Les chutes ohmiques dans les résistances extérieures à la cellule réduisent la différence de potentiel effectivement

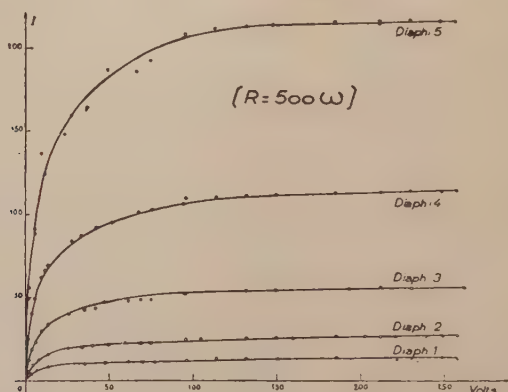


Fig: 2a

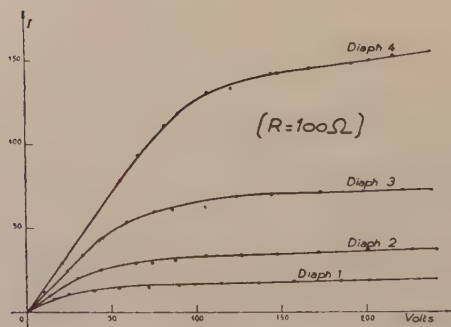


Fig: 2b

Ordonnées = Intensités des courants photoélectriques. — Unité arbitraire.
 Abcisses = Différence de potentiel indiquées par le voltmètre V.

appliquée entre les électrodes. On comprend ainsi que la saturation soit atteinte pour des tensions accélératrices plus élevées quand la résistance extérieure est plus grande ;

cependant les courbes viennent toutes se rejoindre pour des tensions assez grandes comme l'indique le tableau suivant :
(Mesures réalisées avec un flux de l'ordre de $1/30$ lumen. —
Lampe de phare d'auto)

Résistance en ohms.....	$5 \cdot 10^2$	10^3	10^6	$5 \cdot 10^6$	10^8
Intensité des courants..... (unité arbitraire)	sous 81 volts 306 304 302 301 84				
	sous 246 volts 396 392 384 386 368				

Pour les flux beaucoup plus petits utilisés dans nos mesures (très inférieurs à $1/100$ lumen), les différences de sensibilité de la cellule à cause de la résistance extérieure sont très petites, même sous des tensions bien inférieures à la tension extrême indiquée ci-dessus. *C'est un avantage essentiel de la cellule à vide sur la cellule à gaz de permettre ainsi, sans contrepartie grâce à sa résistance interne énorme dans la région de saturation, l'accroissement de la sensibilité du photomètre par simple multiplication de la résistance amplificatrice.* J'utilise toujours une tension excitatrice variant de 150 à 180 volts et des résistances de 10^7 ou 10^8 ohms.

Cependant pour un flux lumineux donné et même dans des régions de saturation, la caractéristique a encore une faible pente $\left(p = \frac{\Delta i}{\Delta v}\right)$. Appelons i le courant photoélectrique correspondant à une batterie accélératrice de force électromotrice e , et soit R la résistance extérieure à la cellule ; la différence de potentiel appliquée effectivement entre les bornes de la cellule est $v = e - Ri$. La cellule étant appelée à comparer des flux différents, débitera des courants photoélectriques i variables, et se trouvera par conséquent, sous une tension excitatrice variable. On devrait

donc pour comparer des flux dans les mêmes conditions de sensibilité de la cellule, ajouter après chaque lecture d'intensité, la correction pRi . On commet en la négligeant, une erreur relative par défaut $\frac{\Delta i}{i} = pR$ dans chaque détermination.

Nous remarquerons que ces corrections sur chaque mesure ont le même signe pour toutes, puisque nous utilisons seulement la cellule pour comparer des flux lumineux par leur rapport : elles se retranchent, et l'erreur relative dans une comparaison à la forme $(p - p') R$.

J'ai mesuré directement pour différent flux, les valeurs de la pente p avec la résistance d'amplification $R = 10^8$ ohms et une tension accélératrice de l'ordre de 150 volts. Δv , mesuré au moyen du voltmètre de précision V (fig. 1), était de l'ordre d'une dizaine de volts Δi était déterminé au moyen du galvanomètre G . Avec la lumière blanche d'une lampe de phare d'auto, la correction $p'R$ atteint $4 \cdot 10^{-2}$ pour des flux de l'ordre de 16 millilumens et elle est inférieure à $4 \cdot 10^{-3}$ pour des flux plus petits que 2 millilumens.

Dans la pratique, nous n'utilisons qu'exceptionnellement des flux supérieurs à deux millilumens. L'erreur relative dans le rapport de deux flux, due à l'inclinaison des caractéristiques, différence de deux erreurs du même ordre, ne dépasse pas $1/1000$.

Avec la résistance amplificatrice $R' = 10^7$ ohms employée fréquemment aussi, l'erreur serait encore plus petite pour la même tension appliquée : outre la diminution de R , p et p' seraient plus petits puisqu'on serait plus avancé dans la région de saturation.

En un mot, dans la comparaison des petits flux et à la condition toujours réalisée dans notre montage d'utiliser un potentiel accélérateur suffisant, nous n'aurons pas à

tenir compte de l'influence des chutes de potentiel dans les résistances d'amplification.

b) *Fidélité.* — Le critérium de fidélité consiste à observer que, toutes choses égales d'ailleurs, pendant un intervalle de plusieurs minutes, deux flux égaux se succédant dans la cellule provoquent le même courant photoélectrique. On dirige donc vers la cellule un flux constant issu d'une source bien stabilisée, et on mesure le courant photoélectrique à plusieurs reprises après avoir coupé le flux chaque fois, par un écran.

Les causes possibles d'infidélité sont indiquées en détails dans diverses publications (13). J'opère de façon à les réduire au minimum : atmosphère bien desséchée au chlorure de calcium ; cellule dans boîte close réduisant les fluctuations thermiques ; éclairagements de la surface sensible assez petits pour ne pas produire d'échauffements appréciables ; utilisation des mêmes régions de la cathode au cours des comparaisons ; champ électrique accélérateur plus petit que le champ toléré par le constructeur (tension de 150 volts au lieu de 220 v.)

L'expérience directe, tout en montrant l'importance des précautions précédentes, m'a permis de vérifier, malgré la fragilité bien connue des cathodes complexes, une fidélité atteignant 1/300.

L'emploi ultérieur de l'amplification a montré que cette précision est largement dépassée dans la plupart des cas.

c) *Courant d'obscurité.* — La surface externe de la cellule étant lavée à l'alcool et à l'éther, puis maintenue bien sèche, le galvanomètre a indiqué directement un courant d'obscurité de l'ordre de 10^{-9} A. sous 100 volts.

L'amplification m'a permis, au bout de plusieurs années, de trouver des courants d'obscurité du même ordre en mesurant la différence de potentiel entre les extrémités de

la résistance d'amplification. J'ai vérifié que leurs variations sont assez petites pour ne pas agir sur nos mesures.

d) *Proportionnalité entre flux lumineux et courants.* — Dans les expériences préliminaires, j'ai vérifié la loi de proportionnalité en utilisant le dispositif de la figure 1. Cinq diaphragmes circulaires D pouvant être substitués les uns aux autres devant la lentille de projection L, permettaient de faire varier les flux lumineux dans des rapports connus ; on mesurait au galvanomètre sensible à 4.10^{-9} A. par mm. les courants correspondants. Les aires S_1 , S_2 , S_3 , S_4 , S_5 , des diaphragmes étaient connues, avec une précision qui dépassait beaucoup celle des mesures photométriques ($1/400$ pour le plus petit). Nous avons calculé les rapports de ces aires et nous les avons comparés aux rapports correspondants des courants photoélectriques. Le tableau suivant rapproche les résultats obtenus :

RAPPORT DES AIRES CALCULÉ	RAPPORTS DE DIFFÉRENTES MESURES					MOYENNE
$S_2/S_1 = 1.92$	1.92	1.89	1.91	1.92	1.91	1.912
$S_3/S_2 = 2.04$	2.03	2.01	2.04	2.02	2.03	2.026
$S_4/S_3 = 2.07$	2.04	2.03	2.03	2.06	2.06	2.044
$S_5/S_4 = 1.745$	1.73	1.70	1.74	1.73	1.72	1.724

Notons que, pour les plus grands flux lumineux, le rapport des courants photoélectriques devient un peu plus petit que celui des aires des diaphragmes ; on doit l'expliquer par l'influence de la pente de la caractéristique avec les courants notables débités, alors, par la cellule. (Voir fig. 2 pour 150 volts.)

Pour le rapport S_5/S_1 , l'écart moyen dépasse 1 %. Le

flux traversant S_3 serait de l'ordre de $1/25$ lumen si on compare le courant photoélectrique mesuré (de l'ordre de $0,8 \mu$ A..) à la sensibilité de la cellule indiquée par le constructeur (20μ A. par lumen environ pour la lumière blanche d'une lampe au tungstène).

Avec les diaphragmes d'aires S_1 et S_2 les déplacements du spot du galvanomètre étaient de l'ordre de 50 mm. pour le premier et de 100 mm. pour le second ; les courants étaient évalués respectivement à $1/250$ et à $1/500$ près. *La loi de proportionnalité se vérifiait pour ces petits flux de l'ordre de $1/200$ lumen dans les limites de précision de nos mesures, soit près de $1/200$.*

Les flux que nous utilisons dans la mesure des pouvoirs réflecteurs sont nettement plus petits ; c'est là une condition bien connue pour que la proportionnalité soit, mieux encore réalisée.

Conclusions : Dans une limite de précision dépassant certainement celle avec laquelle sont définies les surfaces étudiées, à la condition, en outre, d'utiliser des potentiels accélérateurs grands (150 à 200 volts), la cellule que j'emploie répond aux besoins des mesures : sensibilité suffisante de l'infra-rouge à l'ultra-violet ; stabilité suffisante, peu susceptible d'être influencée par les perturbations, accidentelles ou non, de la tension accélératrice ; résistance interne très grande se prêtant sans réduction gênante de sensibilité aux grandes résistances amplificatrices ; proportionnalité suffisante entre flux lumineux homochromes et courants photoélectriques, réalisée sans correction nécessaire dans les conditions de nos mesures.

Il reste toujours possible, pour accroître la sensibilité dans certaines régions du spectre, de remplacer cette cellule par d'autres plus sélectives (au potassium, par exemple pour le bleu).

III. — Mesure des courants photoélectriques.

Ordre de grandeur des courants à mesurer.

L'ordre de grandeur des courants photoélectriques à comparer est très variable.

Pour des surfaces très réfléchissantes et un champ un peu inférieur à celui que tolère le microscope, les courants à mesurer atteignent l'ordre de 10^{-7} A. en lumière blanche ; ils tombent à 10^{-9} A. et même 10^{-10} A. pour des surfaces à petit pouvoir réflecteur très diaphragmées, et si on opère en lumière de couleur.

Il faut ajouter que les études de dispersion du pouvoir réflecteur, soit en fonction de la direction cristallographique soit en fonction de la longueur d'onde de la lumière utilisée, porteront autant sur les différences entre les courants mesurés que sur leurs valeurs absolues.

Choix de l'appareil de mesure.

Il serait simple de mesurer les courants photoélectriques avec un galvanomètre très sensible. Mais les déviations seraient très petites pour la plupart des courants que nous sommes appelés à rencontrer, et par conséquent incompatibles avec des mesures précises. On est conduit, pratiquement, à comparer par des *mesures électrométriques* les chutes de potentiel que produisent ces courants entre les extrémités d'une grande résistance fixe R_g intercalée dans le circuit de la cellule. J'ai choisi comme électromètre une *lampe triode*.

Principe de l'emploi de la lampe triode.

Suivant le procédé classique des amplificateurs à courants continu, on place la grande résistance R_g dans le circuit de grille de la lampe triode (Fig. 3). L'une des extrémités A de cette résistance est reliée directement à la grille, l'autre B à la Terre par l'intermédiaire du potentiomètre P et de la pile de polarisation E_1 .

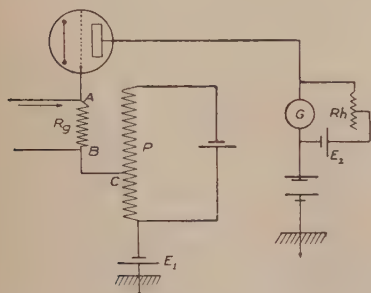


Fig. 3

Si la polarisation est telle qu'on se trouve dans la partie rectiligne de la caractéristique de la lampe, les variations du courant plaque-filament sont proportionnelles aux courants photoélectriques. On les mesure directement par les déviations du galvanomètre dans

lequel le courant normal plaque-filament est équilibré grâce à une dérivation comprenant pile E_2 et résistance réglable R_h . C'est le principe de l'appareil amplificateur de MM. Chalonge et Lambert (21) utilisé par M. Orcel (44). Le potentiomètre que j'ai ajouté donnera, à chaque instant, la possibilité de vérifier que les courants photoélectriques et les déplacements du spot du galvanomètre sont bien proportionnels.

Dans la plupart des cas, soit que cette proportionnalité se vérifie mal, soit que les variations du courant-plaque entraînent le spot lumineux hors de l'échelle de lecture du galvanomètre, il est préférable d'utiliser la lampe triode comme appareil de zéro. La manœuvre du curseur C du potentiomètre permet de compenser les variations de potentiel entre A et B en ramenant toujours le spot du galvano-

mètre à sa position initiale. Ce sont les déplacements de ce curseur lus en volts sur le potentiomètre qui sont proportionnels aux courants à comparer.

Ce procédé ne demande plus à la lampe triode une loi de proportionnalité ; il exige simplement qu'elle soit stable et fidèle pendant la durée d'une comparaison.

Description de l'électromètre triode.

J'ai essayé successivement divers modèles de lampes (A. 409 Philips — A. 442 Philips) pour adopter finalement l'électromètre triode Philips 4060.

Cette lampe remplit bien les conditions théoriques d'une bonne amplification qu'on trouvera énoncées dans des mémoires spéciaux (25).

La résistance de grille φ_g est fortement accrue par une polarisation négative de la grille ; celle-ci est, en outre, très bien isolée par sa liaison à une borne placée au sommet de l'ampoule et la connexion avec l'extrémité A de la résistance R_g s'effectue par un fil isolé à l'ambre et contenu dans un tube de laiton relié aussi à la Terre. La lampe est elle-même enfermée dans un coffre de laiton étanche relié aussi à la Terre. Dans ces conditions, le courant de grille est inférieur à 10^{-14} A. et pratiquement constant lorsque la polarisation négative de grille atteint 1 à 3 volts. φ_g peut, sans erreur, être considéré comme infini par rapport aux résistances d'amplification de 10^7 ohms ou 10^8 ohms que nous utilisons.

Le circuit de plaque. — Le courant normal de plaque est équilibré dans le galvanomètre au moyen d'un accumulateur de 2 volts, d'une boîte de résistances de 10.000 ohms (de préférence à curseurs) et d'une résistance fixe de 10.000 ohms. La stabilité de l'accumulateur, pour les faibles

débites demandés, de l'ordre de quelques dizaines de micro-ampères, a été vérifiée par ailleurs.

Le galvanomètre est un appareil Chauvin et Arnoux à cadre mobile muni d'un réducteur qui permet à la fois d'assurer l'apériodicité et de faire varier la sensibilité. La sensibilité, dans les conditions où nous l'utilisons, correspond à $4 \cdot 10^{-8}$ ampère pour une division d'échelle à 1 mètre. Sa résistance est alors 50 ohms et est très petite par rapport à la résistance interne de la lampe (de l'ordre de 40.000 ohms). Après un long usage, il se montre parfaitement fidèle.

Le circuit de grille. — Le potentiomètre de précision permet de réaliser avec une pile Weston de référence, des différences de potentiel allant de 0 à 1,199 volt, à 1 millivolt près.

Les résistances $R_g = 10^8$ ohms et $R'_g = 10^7$ ohms ont été triées dans une série de résistances commerciales. Leur stabilité s'est toujours montrée suffisante pour nos besoins. Elles peuvent être substituées l'une à l'autre dans le coffre qui contient la cellule et elles reposent sur des bornes isolées au quartz et à la paraffine.

Caractéristiques de l'ensemble amplificateur.

J'ai étudié expérimentalement l'ensemble amplificateur ainsi réalisé, à un triple point de vue : 1° Stabilité et fidélité ; 2° Proportionnalité des variations du potentiel de grille et de celles du courant de plaque ; 3° sensibilité.

a) *Stabilité et fidélité.* — Le potentiel de la grille ne variant pas, l'appareil est dit *stable* si le courant-plaque ne varie pas non plus. Dans les amplificateurs les mieux étudiés le courant filament-plaque n'est pas constant. Il subit des variations lentes et continues qui produisent une dérive dans l'appareil de mesure et, parfois, des variations brusques

qui provoquent de petites oscillations désordonnées du spot galvanométrique (25 bis).

Rappelons que ces perturbations sont d'autant moins accentuées que le régime de la lampe est moins poussé. C'est précisément le cas de notre lampe électromètre fonctionnant avec une tension-plaque de 4 à 6 volts (inférieure à la tension d'ionisation des gaz de l'ampoule), fournissant un courant assez petit (quelques dizaines de microampères) pour ne pas produire des fluctuations de la température du filament par variation du rayonnement de la plaque.

En outre, pendant les comparaisons, la stabilité des batteries de tension-plaque (accumulateur 4 volts-50 A. H.), de polarisation (pile sèche), et du potentiomètre (accumulateurs de 60 A. H. — débit = 2 milliampères), est assurée grâce à leur capacité élevée par rapport aux débits demandés.

Enfin, l'alimentation du filament est rendue bien constante au moyen d'un accumulateur de grande capacité (4 volts — 80 A. H. — débit 1 A.) shunté, comme nous le verrons, par un élément (2 volts — 80 A. H.) débitant très peu.

Dans ces conditions, les fluctuations brusques sont pratiquement annulées dans nos mesures : elles sont bien inférieures, en général, à 10^{-8} ampères.

La dérive décroît assez vite après l'allumage. Le tableau suivant donne une idée des valeurs qu'elle possède en fonction du temps d'allumage (courant de plaque équivalent à 3.300 divisions de la règle) :

Temps écoulé après allumage.....	q. q. sec.	1 minute	30 m.	1h	2h	3h
Position du spot sur la règle graduée en mm. (N° de la division).....	120	134	286	325	330	331

On voit que l'appareil est assez stable pour que les mesures puissent être commencées après un temps relativement bref.

L'amplificateur est dit *fidèle* si le potentiel de la grille subissant des variations, puis revenant à sa valeur initiale, le spot du galvanomètre revient aussi à sa position initiale. J'ai trouvé, en utilisant le potentiomètre, que, le spot étant stable, cela peut se vérifier à moins de 1/1000 près dans plusieurs expériences successives.

b) *Loi de proportionnalité.* — La proportionnalité entre les variations lues sur la règle graduée du galvanomètre dépend : 1° de la forme de la caractéristique de la lampe électromètre ; — 2° de la loi de déplacement du spot lumineux en fonction des courants reçus par l'appareil de mesure.

Les déviations mesurables du spot ne pouvant guère dépasser 300 divisions de la règle, voici ses déplacements relevés, de centième en centième de volt, au voisinage des potentiels de grille $v_g = (-2,05)$ volts et $(-1,05)$ volt :

-Vg	2,00	2,01	2,02	2,03	2,04	2,05	2,06	2,07	2,08	2,09
N° de l'échelle	458,5	425,75	393,5	361,5	329,25	297	264,5	231	198,25	166,5
Déviaton	32,75	32,25	32	31,25	32,25	32,5	33,5	32,75	31,75	

-Vg	1,00	1,01	1,02	1,03	1,04	1,05	1,06	1,07	1,08	1,09
N° de l'échelle	352	330,5	309	298,5	268	247	226	205,25	184,5	163,25
Déviaton	21,5	21,5	20,5	21	21	20,75	20,75	20,75	21,25	

On voit que la proportionnalité se vérifie assez bien pour des variations du potentiel de grille ne dépassant pas quelques centièmes de volts. Au delà les erreurs relatives atteignent facilement plusieurs centièmes, même dans les régions les plus propices de la caractéristique, et en faisant coïncider

le zéro des lectures avec la position du spot du galvanomètre en circuit ouvert.

c) *Sensibilité.* — La sensibilité du galvanomètre étant $4 \cdot 10^{-8}$ A. par division de l'échelle, la pente de la caractéristique, dans les conditions les plus favorables, a été de l'ordre de 120 μ .A par volt. Le facteur d'amplification, avec la résistance $R' = 10^7$ ohms, serait ainsi de l'ordre de $S = 1.200$. Il est dix fois plus grand avec la résistance $R = 10^8$ ohms et nous n'avons jamais eu à prévoir une augmentation de cette sensibilité par addition d'étages amplificateurs.

Réalisation des mesures.

Lorsque les courants à comparer sont très petits (quelques dizaines de mm. sur la règle du galvanomètre), il est commode de faire les mesures par lecture directe des déplacements du spot après avoir réglé le potentiomètre de façon à utiliser dans la caractéristique de la triode, une région très inclinée et rectiligne.

Si on peut augmenter les courants à mesurer en ouvrant davantage les diaphragmes sans provoquer d'erreurs gênantes dues à l'inclinaison des rayons incidents, on a toujours intérêt à appliquer la méthode de zéro.

Enfin, lorsqu'on désire utiliser la sensibilité différentielle du photomètre (petites différences de pouvoirs réflecteurs, indicatrices de pouvoirs réflecteurs) il est commode de combiner la méthode de zéro pour mesurer ces pouvoirs réflecteurs et la méthode de lecture directe des déviations pour observer les petites différences.

IV. — Réalisation de la source lumineuse constante et de l'alimentation constante du filament de la lampe électromètre.

J'ai eu à étudier le problème du maintien d'une température constante dans un filament incandescent : 1° pour réaliser la source lumineuse stable permettant la comparaison photoélectrique des pouvoirs réflecteurs avec une seule cellule ; 2° pour assurer la stabilité d'amplification par la triode.

Les filaments à stabiliser.

a) *Source lumineuse.* — J'ai rejeté, soit à cause de leur émission insuffisante, soit en raison des difficultés d'alimentation, soit encore à cause de leur grande instabilité, diverses sources que j'ai pu essayer : lampes de phares d'auto, lampes de cinéma, lampes « pointolite ». J'ai finalement adopté une lampe à ruban de Tungstène qui fonctionne normalement sous 6 volts et 15 à 16 ampères.

La disposition et la forme de son ruban horizontal de 2 mm. de largeur, assez long pour que la température soit la même dans toute la partie médiane, permet d'obtenir des flux lumineux bien homogènes en n'utilisant que cette partie médiane.

Par ailleurs, l'inertie calorifique de cette lampe est petite ce qui lui permet, comme nous l'avons vérifié, d'atteindre sa température de régime au bout de quelques minutes (48) et évite des pertes de temps au moment de l'emploi. La contrepartie de cette faible inertie est dans la nécessité de supprimer les fluctuations du courant d'alimentation pour éviter celles de la température et par conséquent du flux lumineux.

Le flux monochromatique varie comme la brillance b par suite des fluctuations de l'intensité I du courant d'alimentation. Ribaud a trouvé (48) que $\frac{db}{b}$ est de l'ordre de $10 \cdot \frac{dI}{I}$ pour une radiation moyenne du spectre visible, la lampe étant sous-voltée, et diminue un peu quand la température du filament est plus élevée. Si, par suite de toutes les autres causes d'imprécision de la méthode de mesure, nous nous proposons d'utiliser des flux lumineux constants à plus de $\frac{1}{500}$ près, nous devons donc réaliser à plus de $\frac{1}{5000}$ près la fixité relative du courant d'alimentation pendant la durée des comparaisons.

b) *Le filament de la lampe électromètre.* — L'électromètre triode que j'utilise comporte un filament de tungstène pur de plusieurs centimètres de longueur alimenté sous une tension voisine de 0,6 volt par 0,9 ampère.

On sait que des variations très petites de sa température entraînent de grandes variations de l'effet thermoïonique (9). J'ai apprécié expérimentalement ces variations dans le cas qui nous occupe : Par exemple, en mettant en court-circuit quelques spires du rhéostat j'ai provoqué des variations de 1 % du courant de chauffage ($I_c = 0,9$ A.); le courant initial filament-plaque passait, alors, de 29,75 μ A à 29,40 μ A.

Avec le galvanomètre sensible à $4 \cdot 10^{-8}$ A., les variations supérieures à 10^{-8} A. ne sauraient être tolérées et la stabilité du courant de chauffage doit être assurée à bien moins de $\frac{1}{3500}$ près au cours des comparaisons. La difficulté est du même ordre que pour stabiliser la source lumineuse.

Sources d'énergie électrique utilisées.

Pour la stabilité désirée, toute alimentation par secteur est à rejeter par suite des variations brusques de la tension disponible. L'alimentation des filaments incandescents doit utiliser le courant continu fourni par des accumulateurs.

Stabilité des accumulateurs. — Le débit d'un accumulateur au plomb peut varier de deux façons simultanées : 1° diminution lente et continue de la force électromotrice ; 2° petites fluctuations brusques et désordonnées.

a) *Étude des variations lentes.* — On sait que pendant presque toute la durée de la décharge la force électromotrice d'un élément ne varie qu'entre 1,95 volt et 1,80 volt.

La force électromotrice étant réduite d'environ 0,15 volt avec une valeur moyenne de 1,87 volt, si on appelle d le débit en ampères demandé à l'accumulateur et C sa capacité en ampères-heure pour ce débit, la variation relative moyenne de la force électromotrice est sensiblement $v = \frac{0,15}{1,87} \frac{d}{C}$ par heure. On remarquera que $\frac{C}{d}$ est le nombre d'heures de décharge au régime d . En général, un accumulateur est caractérisé par sa capacité commerciale (décharge en 10 heures). On voit que, dans ces conditions d'utilisation, la valeur moyenne de v serait environ $8/1000$ à l'heure. (Elle serait, en réalité un peu plus petite au milieu de la décharge, mais notablement plus grande au début et à la fin).

On pourra, naturellement, réduire cette pente en utilisant des batteries de plus grandes capacités et il est intéressant de souligner que, la capacité effective des batteries étant fonction croissante de la durée de décharge, la stabilité croîtra plus vite que la capacité commerciale (en 10 heures) des batteries choisies.

Étude particulière de nos batteries. — J'ai utilisé, jusqu'à ces temps derniers, pour alimenter la lampe à ruban de tungstène sous 15 A., des batteries (destinées au démarrage de moteurs Diesels) de 150 A. H. En admettant que la durée des comparaisons soit $1/4$ d'heure, la variation relative moyenne de la force électromotrice serait de l'ordre de $2/1000$. Des expériences portant sur 5 heures avaient donné des résultats du même ordre au début de nos expériences. Cette instabilité dépasse notablement celle que tolérerait la condition déjà posée pour la stabilité de la source lumineuse.

Pour alimenter le filament de la lampe électromètre je dispose d'une batterie de 50 A. H. Une expérience portant aussi sur 5 heures au débit de 1 A., m'a montré des instabilités moyennes de l'ordre de $0,2/1000$ en un quart d'heure. C'est déjà une valeur dangereuse pour la stabilité désirée de l'amplification.

b) *Étude des fluctuations brusques et désordonnées.* — Ces fluctuations sont, en général, trop petites pour être observées sur un ampèremètre, même très sensible. Je les ai appréciées en cherchant à équilibrer au moyen d'un potentiomètre, la différence de potentiel entre les bornes d'une résistance fixe parcourue par le courant débité.

Pour l'accumulateur de 150 A. H. débitant 15 A., les fluctuations désordonnées dépassaient très souvent $0,1/1000$; elles apparaissaient surtout au début et à la fin de la décharge. Pour l'accumulateur de 50 A. H. débitant 1 A., elles ne dépassaient guère $0,2/1000$.

c) *Conclusions.* — Les nombres que nous avons donnés ont été déterminés, dans des expériences préliminaires, sur les batteries à peu près neuves. Un long usage, je l'ai constaté, n'a fait que réduire la capacité, désagréger la matière active des éléments et augmenter les diverses causes d'instabilité.

Pour effectuer des mesures avec sécurité, sans être astreint à n'utiliser que des batteries en parfait état et de capacités énormes par rapport aux débits demandés, j'ai étudié un dispositif régulateur permettant de contrebalancer les variations des batteries. Pour s'opposer efficacement aux fluctuations brusques, ce dispositif doit être automatique et à très faible inertie.

Étude du système régulateur.

Si l'on admet que, pendant la durée des comparaisons, les caractéristiques des filaments incandescents ne varient pas, ce qui est pratiquement réalisé, assurer la stabilité de l'alimentation revient indifféremment à maintenir constante l'intensité du courant dans le filament ou bien à laisser fixe la différence de potentiel entre ses extrémités.

Pour le but que nous poursuivons, les différents procédés usuels de régulation paraissent inefficaces :

Les méthodes employant les variations de résistance des tubes au néon en fonction de la tension appliquée ou celles de fils métalliques en fonction de la température (52), sont difficilement adaptables aux très grandes intensités ou aux différences de potentiel très petites qui nous intéressent.

J'ai plus spécialement étudié les résistances régulatrices constituées par un filament de fer dans une ampoule d'hydrogène et utilisées couramment pour la protection des lampes de T.S.F. et des valves alimentées par les secteurs. On sait que vers 760°, le fer subit des variations allotropiques qui font croître beaucoup sa résistance avec la température. Les courbes figurant les variations de l'intensité du courant en fonction de la différence de potentiel aux extrémités du filament de fer, ont l'allure indiquée par la figure 4 : lorsque la température du filament est dans la

zone où un accroissement de température entraîne une augmentation considérable de la résistance, l'intensité du courant qui traverse la lampe varie très peu, même pour une grande fluctuation de la différence de potentiel.

Grâce à l'obligeance de la Société Philips, j'ai pu étudier de nombreux tubes spéciaux qu'elle a bien voulu mettre à

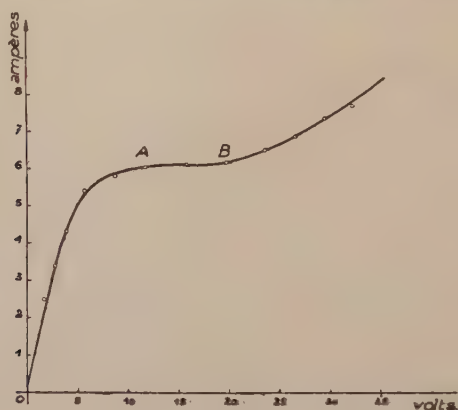


Fig: 4

ma disposition. Excellents pour amortir grossièrement les effets de fortes variations de tension des secteurs, ces tubes ne m'ont pas satisfait pour les grandes stabilités désirées.

J'ai réalisé, après construction soignée de la caractéristique de chaque tube qui fonctionnait dans la région d'inflexion de cette caractéristique, des régulateurs divisant par 20 les variations d'intensité dues à une perturbation de la tension. Malheureusement l'*inertie calorifique* des filaments est très grande et les perturbations brusques ne sont pratiquement pas masquées. J'ai dû renoncer à combiner l'influence des lampes tubes régulateurs contre les variations lentes et celle d'une bobine de self contre les variations

brusques à cause des valeurs excessives à donner à cette dernière.

C'est dans l'emploi d'un accumulateur tampon que j'ai finalement trouvé un procédé régulateur à la fois automatique et sans inertie notable.

Principe du montage. — La figure 5 représente le schéma du dispositif stabilisateur que j'ai établi : S est la batterie d'accumulateurs assurant l'alimentation du filament incandescent F, Rh est le rhéostat de réglage, A B un rhéostat monté en potentiomètre et tout entier dans le circuit principal. L'accumulateur Ac est jeté en tampon entre l'extrémité E du filament et le curseur C du potentiomètre.

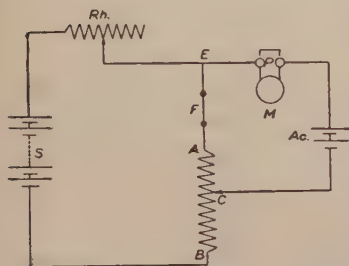


Fig 5

Le rhéostat Rh et le curseur du potentiomètre sont réglés de façon que, pour l'intensité de courant choisie, l'accumulateur Ac ne débite pas.

Dans ces conditions, si l'intensité tend à augmenter dans le circuit d'utilisation, la différence de potentiel entre E et C tendant aussi à augmenter, la plus grande partie de l'accroissement d'intensité traversera l'accumulateur Ac bien moins résistant que E C ; le phénomène inverse se produira si l'intensité tend à diminuer et l'accumulateur tampon tendra à compenser ces variations par son propre débi

Calcul du facteur théorique de régulation. — Soit r la résistance intérieure de l'accumulateur Ac et e sa force électro-motrice. Soit R la résistance de la branche E C du circuit sur laquelle porte la régulation, ρ la résistance de

toute l'autre portion du circuit, E la force électro-motrice de la source d'énergie électrique S.

On peut calculer aisément, par les lois des courants dérivés, l'intensité I qui parcourt E F C, et l'on trouve :

$$(I) \quad \frac{\rho r + \rho R + Rr}{r} \cdot I = E + \frac{\rho}{r} e$$

Une petite perturbation ΔE de la force électro-motrice E doit entraîner une variation ΔI de l'intensité du courant I traversant le filament. L'accumulateur Ac débitant très peu, e ne varie pas sensiblement. Les filaments métalliques étant, en outre, autorégulateurs, on peut déduire de l'équation I : $\frac{\rho R + \rho r + Rr}{r} \cdot \Delta I \ll \Delta E$

Comme l'accumulateur tampon Ac ne débitait pas initialement, $(\rho + R) I = E$ et l'équation précédente devient :

$$\frac{\Delta I}{I} \ll \frac{\Delta E}{E} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R}{r} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R}{\rho}}}$$

Les variations relatives d'intensité d'alimentation du filament sont inférieures aux variations relatives de la force électromotrice de la source multipliées par le coefficient

$\frac{1}{1 + \frac{R}{r} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R}{\rho}}}$ nous appellerons *facteur de régulation*.

Pour augmenter ce diviseur, il faudra :

1° — choisir $\frac{R}{r}$ aussi grand que possible. On prendra un accumulateur tampon de résistance intérieure aussi

petite que possible (done au plomb plutôt que alcalin, de capacité grande, bien chargé).

2° — ne pas faire $(1 + \frac{R}{\rho})$ trop grand. Des valeurs de même ordre pour R et ρ conviennent bien en rendant ce diviseur voisin de 2. Aller plus loin dans l'accroissement de ρ entraînerait une augmentation onéreuse de force électro-motrice de la batterie d'alimentation, et cela serait bien moins avantageux pour la régulation qu'une réduction de la résistance intérieure de la batterie tampon par augmentation de sa capacité.

Détails pratiques de réalisation et d'utilisation.

La batterie-source et la batterie-tampon sont constituées par des éléments identiques dont la fonction peut être, d'ailleurs, intervertie.

Pour alimenter le filament de la source lumineuse, j'ai ainsi utilisé comme sources trois batteries de 6 volts-150 A. H. ; pour alimenter le filament de l'électromètre, j'emploie trois éléments de 50 A. H. La mesure des résistances intérieures a donné 0,01 ω pour les batteries 6 v. — 150 A/H. et 0,004 ω pour les batteries 2 v. — 50 A. H.

Les divers rhéostats et potentiomètres sont de fabrication Trévoux en constantan (coefficient de température = 0,00004) et fil assez gros pour que leur température ne s'élève pas beaucoup. Cela permet d'éviter les fluctuations dues à un écoulement irrégulier de la chaleur dans le milieu ambiant.

L'une des bornes des accumulateurs-tampons est constamment reliée au curseur C du potentiomètre, l'autre n est reliée à l'extrémité E du filament que par l'intermédiaire d'un pont P à gros fil et à godets de mercure. Avant de

fermer le pont, on attend que l'équilibre thermique et électrique se soit à peu près établi dans le circuit (quelques minutes après allumage de la lampe) et on s'assure grâce aux indications d'un millivoltmètre très résistant M que la chute de potentiel dans la portion E C du circuit soumise à la régulation est bien égale à la force électromotrice de l'accumulateur tampon. Dans ces conditions celui-ci ne débite que des courants minimales par rapport à sa capacité.

Résultats numériques. — La lampe à ruban de tungstène consommant 13 A. sous 6 v. a une résistance $R = 0,4 \, \omega$; la source d'énergie étant une batterie de 12 volts la résistance ρ est aussi $0,4 \, \omega$; nous avons vu que la résistance intérieure de la batterie tampon est $0,01 \, \omega$; celle de la batterie source est $0,02 \, \text{ohm}$. Avec ces données le facteur de régulation serait de l'ordre de 21.

Le filament de lampe électromètre consommant 0,9 A. sous 0,6 v. est alimenté par une batterie de 4 volts; nous avons vu que la batterie régulatrice est de 2 volts et de résistance intérieure $0,004 \, \omega$; les résistances R et ρ sont égales chacune à $2,22 \, \omega$ et le facteur de régulation devrait être de l'ordre de 280.

Il est essentiel d'insister sur la nécessité qu'il y a pour obtenir expérimentalement des nombres aussi avantageux, à réduire au minimum toutes les résistances de contact. Avec des contacts assurés par bornes et simple serrage, et en provoquant des perturbations par mise en court-circuit d'éléments de la résistance ρ , j'avais trouvé 8 seulement au lieu de 21 comme facteur de régulation de la lampe à ruban, et 19 au lieu de 280 pour le filament de l'électromètre. Cela s'explique très bien si on considère que des contacts de serrage ont facilement des résistances de plusieurs millièmes d'ohm. Ces résistances de contact peuvent être prépondérantes dans la dérivation stabilisatrice.

On se rapproche beaucoup des facteurs théoriques en remplaçant toutes les bornes par des soudures ou par des contacts à mercure.

DEUXIÈME PARTIE

LE DISPOSITIF OPTIQUE

I. — Limitation géométrique des faisceaux lumineux — Choix des objectifs — p. 42.

II. — La substitution des surfaces à comparer — p. 48.

III. — Action de la convergence des faisceaux incidents sur la mesure des pouvoirs réflecteurs — p. 61.

IV. — État de polarisation de la lumière incidente — p. 72.

V. — Rôle des flux parasites — p. 90.

I. — Limitation géométrique des faisceaux lumineux. Choix des objectifs.

Comme le montage d'Orcel, notre appareil comporte trois parties essentielles :

1° — Le *dispositif d'éclairage* destiné à transmettre au microscope des flux lumineux définis quant à la forme géométrique et à l'état de polarisation.

2° — Le *microscope métallographique avec son illuminateur* vertical à prisme intercalé entre le tube de l'appareil et l'objectif.

3° — Le *dispositif oculaire* permettant à la fois de vérifier la substitution des surfaces à comparer et de transmettre au photomètre les flux réfléchis.

Le trajet suivi par les flux lumineux est le suivant : (Fig. 6)
Issus de la source S, transmis par un condenseur C, limi-

tés par le diaphragme iris D_1 projetés par la lentille L_1 à travers le prisme polariseur P sur le diaphragme d'entrée D_2 de l'illuminateur du microscope, ils forment dans le plan de ce diaphragme une image nette de la source S . Les

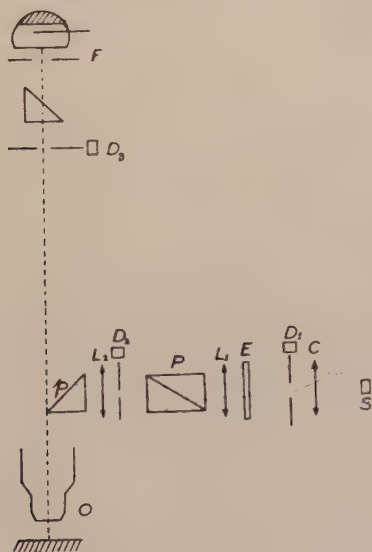


Fig. 6

écrans colorés utilisés sont placés en E. — C, D_1 , E, L, et P sont montés sur un banc d'optique stable.

Lorsqu'on emploie un monochromateur, le diaphragme D_1 et la lentille L_1 sont remplacés respectivement par la fente de sortie de l'appareil et par sa lentille de projection.

Une lentille L_2 placée entre le diaphragme d'entrée de l'illuminateur et le prisme à réflexion totale p permet de mettre au point sur la surface étudiée les bords du diaphragme d'entrée D_2 et par conséquent l'image de la source lumineuse.

Les flux réfléchis, après avoir traversé l'objectif, passent dans la demi-ouverture du tube laissée libre par le prisme de l'illuminateur et donnent une image de la surface réfléchissante dans le plan du diaphragme D_3 de l'oculaire.

J'utilise un « oculaire photoélectrique » analogue à celui de M. Orcel (46) : il comporte au-dessus du diaphragme iris D_3 , un prisme à réflexion totale escamotable latéralement et permettant d'observer, au moyen d'un viseur supporté par un tube horizontal, les images formées dans le plan du diaphragme D_3 . Ce viseur est constitué avec une lentille-objectif de 5 cm. de distance focale et un oculaire négatif de microscope. Le grossissement peut être modifié en changeant d'oculaire.

On augmente notablement la rapidité des comparaisons lorsque la sensibilité est suffisante, en substituant au prisme à réflexion totale une lame de verre mince qu'on incline à 45° devant le tube porte-oculaire. Les mises au point successives et les mesures sont effectuées sans retirer la lame.

La fenêtre de sortie F vers la cellule est assez grande pour ne pas empiéter sur les flux lumineux quelle que soit l'ouverture du diaphragme D_3 .

Champ de l'appareil.

Le diaphragme D_3 de l'oculaire est le diaphragme de champ de l'appareil. Sa manœuvre permet de choisir, dans l'image de la surface étudiée, la région homogène à appliquer aux mesures.

La valeur angulaire du champ ne dépend pas des objectifs utilisés puisque la distance l du point nodal image au centre du diaphragme D_3 est sensiblement la même pour tous : r étant le rayon du diaphragme oculaire, le demi-angle

au sommet du cône limitant le champ est très sensiblement égal à r/l . *L'aire réfléchissante est donc un cercle dont le rayon est proportionnel à la distance focale de l'objectif utilisé.*

Notons que, si on réduit suffisamment le diaphragme d'entrée de l'illuminateur D_2 , son image, se faisant dans le plan du diaphragme oculaire D_3 , pourrait servir elle-même à limiter le champ. C'est le procédé utilisé par Malmqvist, par Ramdhor et Ehremberg, et par Berek.

La limitation du champ par le diaphragme oculaire présente cependant un double avantage : 1° — La distance focale de la lentille L_2 étant beaucoup plus petite que la longueur l du tube du microscope, *les ouvertures du diaphragme D_2 devraient être beaucoup plus petites que celles de D_3 pour limiter le même champ.* (Le rapport des diamètres équivalents serait 20 dans notre montage); 2° — *Le diaphragme oculaire réduit au minimum l'admission dans la cellule de lumière parasite* provenant de réflexions sur le tube du microscope, dans l'illuminateur, on même des régions situées hors de l'aire utilisée sur la surface étudiée.

Ouverture des faisceaux lumineux.

L'image du ruban de tungstène S est mise au point successivement, d'abord sur le plan du diaphragme d'entrée de l'illuminateur, puis sur la surface étudiée. Chaque point de celle-ci reçoit donc la lumière provenant d'un seul point du diaphragme D_2 . *L'ouverture du faisceau lumineux incident relatif à ce point est définie par l'image d_1 du diaphragme D_1 donnée par les lentilles L_1 , L_2 , le prisme illuminateur p et l'objectif; elle est limitée, en outre, vers l'axe du microscope par l'image de l'arête du prisme p .*

Afin de réaliser une ouverture nette commune aux différents faisceaux incidents, nous avons fixé la position du diaphragme iris D_1 de façon que le système de lentilles L_1 . L_2 en donne une image nette dans le plan de la base horizontale du prisme p . Le réglage s'effectue en déplaçant lentement le support de D_1 le long du banc d'optique jusqu'à obtenir sur un écran blanc, par l'intermédiaire d'un objectif à grande distance focale (2 Leitz, par exemple), des images simultanément nettes de l'arête du prisme p et des contours du diaphragme D_1 . Le diaphragme D_1 est déplacé ensuite dans son plan grâce à deux mouvements à vis rectangulaires jusqu'à ce que l'ensemble de l'image ait une forme *demi-circulaire*.

Si on utilise le monochromateur, l'ouverture commune est une *fente* perpendiculaire à l'arête du prisme p . Berek, Malmqvist, Ramdhor et Ehremberg ont adopté cette forme de diaphragme.

**Données numériques relatives à notre appareil
et aux objectifs que nous utilisons.**

J'ai appliqué aux mesures trois objectifs : 2 (Leitz), 5 M (Nachet) et 7 M (Nachet) dont les distances focales sont, respectivement, 24 mm.-7,6 mm.-3,5 mm. et dont les ouvertures numériques atteignent 0,21-0,65-0,88.

Dans notre appareil, la distance l du point nodal image des objectifs au diaphragme oculaire est toujours voisine de 22 cm. le rayon maximum de ce diaphragme est 1 cm. *Le 1/2 champ angulaire maximum commun aux objectifs est un peu inférieur à 3°*. Pour nos objectifs, les champs circulaires réfléchissants ont au maximum, pour rayons : 1,1 mm. (2 L.); 0,38 mm. (5 M) et 0,175 mm. (7 M).

J'ai mesuré la distance π du plan focal image des diffé-

rents objectifs à la base inférieure du prisme illuminateur et calculé la distance d du diaphragme d'ouverture à la surface réfléchissante et le rayon R de ce diaphragme pour diverses valeurs des ouvertures numériques : Voici les résultats :

N° des objectifs	2 L	5 M			7 M			
π en mm.	5	28,4			21			
d en mm.	113	2			0,58			
Ouverture numérique	0,21	0,65	0,4	0,2	0,88	0,6	0,4	0,2
R en mm.	24	1,71	0,87	0,406	0,51	0,348	0,232	0,116

Remarques sur la sensibilité de l'appareil et le choix des objectifs.

Le flux transmis au récepteur physique est proportionnel : 1° — *au carré de l'angle d'ouverture* des faisceaux admis dans le diaphragme oculaire ; 2° — *au carré du champ angulaire* défini par ce diaphragme ; 3° — *à l'éclat de l'image de la source formée* dans le plan de ce diaphragme.

Pour une surface et une lumière données, augmenter l'une quelconque de ces quantités revient à accroître la sensibilité du photomètre.

Nous verrons (Ch. III) que *l'ouverture des faisceaux admis dans l'oculaire* est limitée : on ne mesurerait vraiment plus le pouvoir réflecteur en *lumière normale* si l'ouverture numérique de l'objectif dépassait des valeurs que nous indiquerons. Or, à un même angle d'ouverture des faisceaux transmis à l'oculaire, correspondent, pour les différents objectifs, des ouvertures numériques sensible-

ment en raison inverse de leurs distances focales. *Si on utilise la plus grande ouverture numérique tolérable, changer d'objectif, revient, du fait de l'ouverture des faisceaux, à faire varier la sensibilité des mesures proportionnellement aux carrés des distances focales.*

Pour accroître le *champ angulaire*, on est souvent limité par l'aire des plages homogènes sur les échantillons étudiés. Mais à un champ angulaire donné correspond sur la surface réfléchissante une aire utilisée proportionnelle au carré de la distance focale. *Si on utilise la même petite aire des surfaces à comparer, changer d'objectif revient, du fait du champ angulaire, à faire varier la sensibilité des mesures en raison inverse des distances focales.*

Enfin, les *éclats des images de la source* formées dans le plan du diaphragme oculaire sont tous réduits par le facteur de transmission t de l'appareil. Celui-ci diminue, évidemment, avec des objectifs plus puissants : le nombre de lentilles est plus élevé.

J'ai constaté que les objectifs 2, 5M et 7M, pour un même flux pénétrant dans l'illuminateur et une même surface réfléchissante, envoyaient respectivement dans le diaphragme oculaire des flux proportionnels à 375, 240 et 190.

Si on admet 0,80 (Valeur donnée par le constructeur) pour facteur de transmission de l'objectif 2 dans une seule traversée de la lumière, le facteur t serait de l'ordre de 0,64 dans la double traversée imposée par le microscope métallographique. Les résultats expérimentaux précédents donneraient alors $t = 0,41$ pour l'objectif 5 M et $t = 0,32$ pour l'objectif 7 M.

Les règles pratiques suivantes se déduisent de ces remarques et permettent d'accroître la sensibilité par un choix judicieux des objectifs :

Lorsqu'on dispose de belles surfaces homogènes ne limi-

tant pas l'aire disponible aux mesures, utiliser l'objectif faible (2 Leitz) : le champ, l'ouverture et le coefficient de transmission ont les plus grandes valeurs possibles.

Si on dispose d'aires homogènes petites, choisir l'objectif le plus faible qui permette au diaphragme oculaire largement ouvert de bien délimiter la région choisie. L'ouverture devra être réglée de façon à prendre la plus grande valeur compatible avec la condition imposée par la convergence des faisceaux devant l'objectif.

II. — La substitution des surfaces à comparer.

Nous avons supposé que les flux réfléchis sont uniquement modifiés par les pouvoirs réflecteurs et restent identiques au point de vue géométrique. Les surfaces à comparer doivent donc être planes et rigoureusement substituées les unes aux autres.

Procédé usuel de substitution.

Dans les divers dispositifs actuellement utilisés, chaque surface est fixée à un support, la face réfléchissante bien parallèle à la base du support. L'ensemble est posé sur la platine du microscope.

Le parallélisme entre une surface à étudier et la base de son support est généralement réalisé avec la presse à main métallographique. On peut aussi poser la surface réfléchissante sur une glace épaisse bien plane et bien propre, entre deux calibres identiques qui peuvent être constitués par des carrelets de glace ; on applique de la cire molle sur l'échantillon et on appuie sur elle une lame de verre porte-objet jusqu'à ce que les deux extrémités reposent sur les calibres ; la cire molle adhère à la lame et lui fixe l'échantillon. Le

parallélisme entre la surface à étudier et la base du porte-objet n'est évidemment réalisé que si celui-ci est bien plan-parallèle et assez épais pour n'avoir pas subi de flexion notable.

La distance des surfaces à l'objectif est réglée, par *déplacement vertical de la platine*, jusqu'à mise au point d'un repère superficiel (strie ou grain de poussière) soit dans l'observation d'une image virtuelle donnée par l'oculaire du microscope (Berek-Orcel), soit par observation d'une image réelle projetée par l'oculaire sur un verre dépoli (Ramdhor-Malmqvist).

Imperfection du procédé. — Les différents expérimentateurs ont noté l'importance d'une substitution parfaite (47) (50). En utilisant le procédé usuel de substitution, nous avons nous-même relevé expérimentalement : a) des différences pouvant atteindre 1 % entre des mesures successives effectuées sur la même surface mise au point, chaque fois, sans précaution spéciale ; b) des variations dépassant souvent 5 % quand on fait tourner de 180° la platine portant une surface isotrope.

La première cause d'erreurs, due aux écarts de la distance frontale, négligeable dans les mesures visuelles, peut être gênante au cours de mesures photoélectriques soignées ; l'autre, provenant d'inclinaisons différentes sur l'axe du microscope, est rarement négligeable, et peut rendre illusoire l'évaluation de petites différences de pouvoirs réflecteurs. J'ai étudié séparément l'influence des variations de la distance frontale et celle des inclinaisons (15).

Influence des variations de la distance frontale.

L'expérience m'a montré qu'au voisinage de la position de mise au point, le flux entrant dans le diaphragme ocu-

laire augmente quand la surface réfléchissante est éloignée de l'objectif et diminue dans le cas contraire.

Voici à titre d'ordres de grandeur, les résultats de mesures effectuées en donnant à la préparation des déplacements verticaux connus, autour de la position de mise au point :

Numéro de l'objectif Variation du flux par rapport au flux de mise au point (rap- porté à un déplace- ment de un mi- cron).....	5 M			2 Leitz		
	450,10 ⁻⁶	930,10 ⁻⁶	2600,10 ⁻⁶	97,10 ⁻⁶	25,10 ⁻⁶	54,10 ⁻⁶
Valeurs de l'aire du diaphragme d'ou- verture (Unité ar- bitraire)	255	400	900	255	441	900

Ces variations s'expliquent géométriquement : lorsque la surface subit devant l'objectif un déplacement vertical ϵ , les images du diaphragme d'entrée de l'illuminateur et du diaphragme d'ouverture qui limitent les faisceaux réfléchis subissent une translation 2ϵ dans le même sens. Le champ angulaire n'ayant pas varié, l'aire du diaphragme d'entrée de l'illuminateur comprise dans le champ a subi une variation relative $4 \cdot \epsilon/f$, la position du miroir étant toujours très voisine du foyer-objet de l'objectif.

Les faisceaux lumineux transmis par l'objectif vers le diaphragme oculaire étant très déliés, en admettant que les bords de l'objectif ne diaphragment pas encore les faisceaux réfléchis, *le flux admis dans le diaphragme oculaire a subi la même variation relative que le champ.*

$$(I) \quad v = \frac{4 \epsilon}{f}$$

Ordre de grandeur de l'imprécision ε sur la distance frontale :

Les variations extrêmes ε de la distance frontale au cours de mesures effectuées sans précautions spéciales pour les réduire et en pointant des repères d'épaisseur négligeable, correspondent à la latitude de mise au point l de l'appareil.

1) Dans une mise au point microscopique ordinaire sur une image virtuelle (Orcel-Berek), l est la somme de deux termes : *profondeur d'accommodation* δ (l'image doit être dans le champ d'accommodation de l'œil) et *profondeur de champ* δ' (l'image est encore nette si le faisceau lumineux issu de chaque point de l'objet fait, dans un plan de l'intervalle δ , une tache vue sous un diamètre angulaire inférieur à l'angle α caractérisant l'acuité visuelle de l'observateur).

$\frac{1}{D}$ étant l'amplitude dioptrique du champ d'accommodation de l'observateur, P la puissance du microscope, U le demi-angle au sommet du faisceau issu de l'objectif, on calcule aisément que $\delta = \frac{1}{P^2 \cdot D}$ et que $\delta' = \frac{\alpha}{P \cdot \text{tg} U}$.

La latitude de mise au point du microscope est ainsi voisine de :

$$(II) \quad l = \delta + \delta' = \frac{1}{P^2 \cdot D} \cdot \left(1 + \frac{P \cdot D \cdot \alpha}{\text{tg} U} \right)$$

N° de l'objectif.....	2 (Leitz)		5 M (Nachet)					
N° de l'oculaire.....	10 x	8 x	6 x		4 x			
Dist. focale F en cm.....	2,5	3,13	4,16		6,1			
Puissance de l'ensemble en dioptries.....	350	280	690		450			
Ouverture numérique	0,21	0,21	0,65	0,40	0,20	0,65	0,40	0,20
Latitude de mise au point en microns :	41	81	9,6	10,6	12,7	21,6	23,4	27,4

J'ai calculé quelques ordres de grandeur de cette latitude pour les objectifs et oculaires utilisés, en prenant 2,5' pour valeur de α et 21 cm. comme distance de l'objectif à l'image qu'il donne de la préparation (tableau p. 52).

2) Dans le cas d'une mise au point microscopique par image réelle projetée sur verre dépoli, l'image d'un point est pratiquement nette si le faisceau lumineux découpe sur le dépoli une tache dont la plus grande dimension soit inférieure ou égale à la netteté linéaire a qui dépend de la vue de l'observateur). Dans le plan conjugué, la tache du faisceau issu d'un point vu nettement aura pour plus grande dimension $\frac{a}{g}$, g étant le grandissement du microscope.

Les points donnant une image nette sur le verre dépoli pourront ainsi être à distance δ du plan conjugué telle que

$$\delta = \frac{a}{g} \frac{1}{2 \cdot \text{tg} U}$$

La latitude de mise au point est ainsi :

$$(III) \quad l = 2\delta = \frac{1}{g \cdot \text{tg} U}.$$

On réduira donc l , pour un objectif et un oculaire donnés, en augmentant l'ouverture numérique. — Avec un objectif donné, on diminuera l en utilisant l'oculaire qui donne les plus forts grandissements compatibles avec le pouvoir séparateur.

Si on choisissait chaque fois un oculaire permettant d'atteindre le grandissement utile g_u définir par

$$g_u = \frac{a}{1,22 \lambda} = \frac{2a \sin U}{1,22 \lambda}, \text{ la latitude de mise au point serait}$$

$$\text{réduite au minimum : } l = \frac{1,22 \lambda}{2 \sin^2 U}.$$

J'ai calculé les valeurs de l pour les ouvertures numériques usuelles 0,20 ; 0,40 ; 0,65 et 0,80 (en prenant $\lambda = 0,6 \mu$) et j'ai trouvé respectivement 18 μ ; 2 μ ; 1 μ et 0,5 μ .

Dans la pratique de la mise au point sur dépoli, la plupart des expérimentateurs n'utilisent qu'un seul oculaire disposé une fois pour toutes (50). Le grandissement est presque toujours très inférieur au grandissement utile et les latitudes de mise au point sont bien supérieures à celles que nous venons de calculer.

Importance des repères visés. — Les calculs précédents supposent des repères d'épaisseur négligeable par rapport aux latitudes calculées.

Mais nous avons vu que la plupart des expérimentateurs font leurs visées sur des imperfections accidentelles de la surface. L'épaisseur de ces repères est incertaine et très variable. Surtout pour les objectifs forts, elle peut notablement dépasser la latitude de mise au point calculée ; aussi l'imprécision sur la distance frontale est supérieure à cette latitude et très mal définie.

Limite supérieure de l'imprécision des mesures avec mise au point sans précaution spéciale. — D'après l'équation I, l'incertitude sur la mesure d'un flux lumineux, en supposant les repères sans épaisseur, est $i = 4l/f$.

1) Dans une mise au point sur image virtuelle, d'après l'équation (II), $i = \frac{4}{P^2 \cdot D \cdot f} \left(1 + \frac{P \cdot D \cdot \alpha}{\operatorname{tg} U} \right)$.

On réduira donc l'incertitude en utilisant toute l'ouverture numérique compatible avec la mesure de pouvoirs réflecteurs en lumière normale, et en donnant, ensuite, à la puissance P , la plus grande valeur compatible avec le pouvoir séparateur (puissance un peu supérieure à la puissance

utile). La valeur de la puissance sera fixée par le choix d'un objectif et d'un oculaire, mais l'équation précédente montre qu'on choisira avantageusement la combinaison optique comportant l'objectif de plus grande distance focale.

Voici, pour les objectifs et les oculaires que nous utilisons, l'ordre de grandeur de l'incertitude i d'après les valeurs de l déjà déterminées (p. 31) :

N° de l'objectif N° de l'oculaire Ouverture numérique	2 (Leitz)		5 M (Nacht)		
	10 x	8 x	6 x		
	0,2	0,2	0,4	0,2	0,65
Incertaince i	7.10^{-3}	$13,6.10^{-3}$	$5,6.10^{-3}$	$6,7.10^{-3}$	$11,4.10^{-3}$

(Cette incertitude, augmentée le plus souvent par l'épaisseur de repères, est encore doublée au cours des comparaisons entre les surfaces étudiées et l'étalon).

2) Dans une mise au point par image réelle sur écran dépoli, on trouverait de même, au moyen des équations I et III que : $i = \frac{4 a}{f. g. \operatorname{tg} U}$.

Si on conserve le même oculaire dans toutes les mesures (comme le font la plupart des expérimentateurs), le produit $f.g$ est constant pour tous les objectifs et égal à la distance l du point nodal image au diaphragme oculaire. L'incertitude varie en raison inverse de $\operatorname{tg} U$, c'est-à-dire, pratiquement, de l'ouverture numérique puisque l'ouverture des faisceaux que nous utilisons ne peut être très grande.

Nécessité de réduire l'imprécision sur la distance frontale. Procédé combinant l'autocollimation et la parallaxe. —

Les ordres de grandeur des incertitudes calculées montrent

que, pour des mesures précises, la mise au point des surfaces ne doit pas être faite au hasard.

Il est tout d'abord indispensable puisque dans les microscopes utilisés la partie optique est fixe, *de munir la platine d'un mouvement vertical lent qui lui soit propre*. Je ne connais pas de microscope commercial muni de ce perfectionnement, les platines possédant seulement un mouvement à pignon et crémaillère. Aussi ai-je réalisé une platine spéciale d'essais montée sur le tube d'un microscope auxiliaire dont on utilise les mouvements à crémaillère et à vis. Avec ce dispositif, il est déjà possible de réduire les écarts sur la distance frontale en effectuant toujours la mise au point de la même façon, soit par éloignement, soit par rapprochement de la préparation.

On ne peut cependant diminuer ainsi les imprécisions dues à l'épaisseur des repères et *il reste contradictoire de vouloir faire des mesures précises de pouvoirs réflecteurs et de ne pouvoir utiliser des surfaces parfaitement propres et optiquement vides*.

L'emploi de l'autocollimation, m'a permis d'éliminer cette difficulté. Un fil d'araignée est tendu diamétralement sur le diaphragme d'entrée de l'illuminateur et est parallèle à l'arête du prisme illuminateur. La lentille collimatrice L_2 (Fig. 6) est réglée, une fois pour toutes, de façon que l'image de ce fil après réflexion sur une surface mise au point, semble se former avec l'image de celle-ci dans le plan du diaphragme oculaire. Pour chaque mise au point, c'est désormais la netteté de l'image du fil qu'on observe, toujours dans les mêmes conditions de déplacement de la surface.

Le phénomène de réflexion devant l'objectif réduit, alors, de moitié, la latitude de déplacement de la préparation : à tout déplacement ε de cette surface, correspond, en effet, un déplacement 2ε de l'image du fil. En outre, à cause de la

dissymétrie créée par le prisme illuminateur dans le microscope métallographique, un déplacement vertical de l'objet entraîne dans le plan focal de l'oculaire un déplacement de la trace du faisceau lumineux constituant chaque point de l'image ; ce déplacement parallèle au plan de symétrie de l'appareil, change de sens en même temps que le déplacement de l'objet. *Il est donc commode, après chaque pointé, d'observer la coïncidence entre l'image du fil autocollimateur et celle d'un trait du plan focal de l'oculaire* (Fil de réticule ou trait de micromètre).

Dans ces conditions, la précision obtenue pour reproduire la distance frontale dépasse largement les besoins de nos mesures : elle est certainement très supérieure à la précision photométrique.

Influence des variations de l'orientation des surfaces à comparer.

Les mesures d'anisotropies s'effectuent en faisant tourner la platine ; les surfaces réfléchissantes doivent donc être normales à son axe de rotation qui est le repère d'orientation.

Il est rare, dans les microscopes courants, que cet axe soit absolument parallèle à l'axe optique de l'appareil ; cependant leur inclinaison mutuelle est toujours très petite et n'est donc pas une cause importante d'erreurs dans les mesures. Les flux reçus par le photomètre sont surtout altérés par un empiètement différent des diaphragmes (Monture de l'objectif. Prisme illuminateur).

Observation des écarts. — On pourrait déceler les variations d'inclinaison par une autocollimation. Berek (2) et Ramdhor (50) observent, ce qui revient au même, la stabi-

lité de la pupille de sortie quand on fait tourner la platine.

Je trouve plus sensible et en même temps plus simple, puisque cela ne demande aucun dispositif auxiliaire, d'observer les indications du photomètre photoélectrique au cours d'une rotation complète de la platine. (Les surfaces anisotropes sont éclairées en lumière naturelle.) L'instabilité relative des indications du photomètre donne directement l'incertitude dont la mesure peut être entachée par suite de l'inclinaison de la surface sur l'axe de rotation de la platine.

Avant toute observation, il faut naturellement procéder aux opérations de centrage qui doivent amener l'axe de rotation de la platine et l'axe optique du microscope à se couper au centre du champ défini par le diaphragme oculaire ; la surface réfléchissante reste ainsi la même quand on fait tourner la platine. Pour effectuer ce réglage nous pouvons, d'une part utiliser deux mouvements de translation horizontaux à vis qui entraînent la platine, et, d'autre part, deux mouvements du même genre qui entraînent l'objectif.

Procédés de correction.

Berek, Ramdhor et Orcel se contentent de monter à nouveau la préparation par le procédé usuel lorsque le réglage leur a paru trop imparfait. Pour plus de sécurité, les deux premiers auteurs font, en général, la moyenne de quatre résultats obtenus en faisant tourner la platine de 90° en 90° .

Afin d'éviter cette moyenne, je me suis attaché à perfectionner le réglage de l'orientation des surfaces :

a) Dans les premières expériences, j'ai vérifié que le plan supérieur de la platine est bien normal à l'axe de rotation.

Pour cela, après avoir couché sur ce plan une lame de glace à faces bien parallèles j'ai observé la stabilité des indications du photomètre au cours d'une rotation.

J'ai perfectionné ensuite la méthode usuelle de montage des échantillons en choisissant comme supports des tubes de laiton coupés au tour et à bords rodés sur une glace avec de l'émeri fin ; leurs bases sont ainsi bien parallèles. Un de ces tubes étant posé sur une glace bien plane, on dispose à l'in-

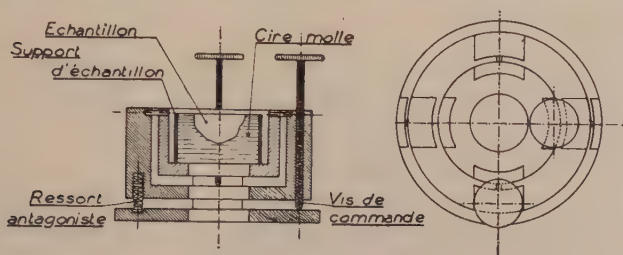


Fig: 7

térieur l'échantillon à monter, face réfléchissante contre la glace, puis on le fixe à son support par une matière plastique. La variation du flux réfléchi a pu être réduite ainsi à 0,5% dans une rotation de la platine, ce qui constitue déjà un grand progrès.

b) Ce dispositif, généralement suffisant pour les surfaces bien planes, est encore imparfait pour les échantillons auxquels le polissage a donné une convexité. Cette convexité est toujours très nette dans le polissage de petits échantillons sertis dans une masse de dureté très différente.

L'aire utilisée au cours des mesures est très petite et assimilable pratiquement à son plan tangent. Il nous a donc paru utile de pouvoir rendre ce plan tangent normal à l'axe de rotation de la platine.

J'ai réalisé dans ce but une surplatine à deux mouve-

ments de rotation horizontaux rectangulaires entraînés par vis (Fig. 7). Les deux axes de rotation sont dans le même plan et la surplatine est posée de façon que leur intersection soit sur l'axe de rotation de la platine.

En outre, les échantillons sont montés, suivant le procédé ordinaire, dans des tubes dont la hauteur est telle que la surface réfléchissante est sensiblement dans le plan des axes de rotation de la surplatine. Ainsi les réglages ne risqueront pas de modifier la région de la surface appliquée aux mesures.

La mise au point s'effectue par tâtonnements, en réduisant successivement avec chaque axe de rotation l'amplitude des déplacements du spot du galvanomètre pour une rotation complète de la platine.

Je dois dire que l'instabilité mécanique de la platine d'essais m'a empêché jusqu'à ce jour, de tirer tout le profit de la surplatine : la table tournante, trop mince, subit dans l'entraînement à la main, des flexions qui ne sont pas toujours élastiques ; il arrive bien souvent aussi que l'entraînement, trop brutal, provoque un affaissement de la platine. Je pense qu'une amélioration en vue de réduire les erreurs de substitution des surfaces, devra comporter la construction d'une platine spécialement étudiée quant à la stabilité : support axial, table épaisse et entraînement par tambour tangent.

Actuellement, et en utilisant des tubes-soutiens rodés et triés ensuite, on peut réduire à 1 % l'incertitude d'une comparaison de pouvoirs réflecteurs.

III. — Action de la convergence des faisceaux incidents sur la mesure des pouvoirs réflecteurs.

Nous avons déjà vu que chacun des trois nombres $R_{\perp}$, $R_{\parallel}$ et $R = \frac{R_{\parallel} + R_{\perp}}{2}$, dépend de l'angle d'incidence ; les pouvoirs réflecteurs mesurés au moyen du microscope sont ainsi fonction, à la fois, de l'ouverture du faisceau lumineux issu de l'objectif et de son état de polarisation.

Dans nos mesures, nous nous proposons la détermination de la moyenne $R = \frac{R_{\perp} + R_{\parallel}}{2}$, même pour les différentes directions des surfaces anisotropes.

Nous verrons qu'à partir de l'incidence normale, les deux termes $R_{\parallel}$ et $R_{\perp}$ variant en sens inverse, R a des variations beaucoup plus petites que chacun d'eux. Ces variations ne sont pas toujours négligeables cependant, et différents expérimentateurs ont attiré l'attention sur les erreurs systématiques dues à l'ouverture des faisceaux incidents (2) (19) (47).

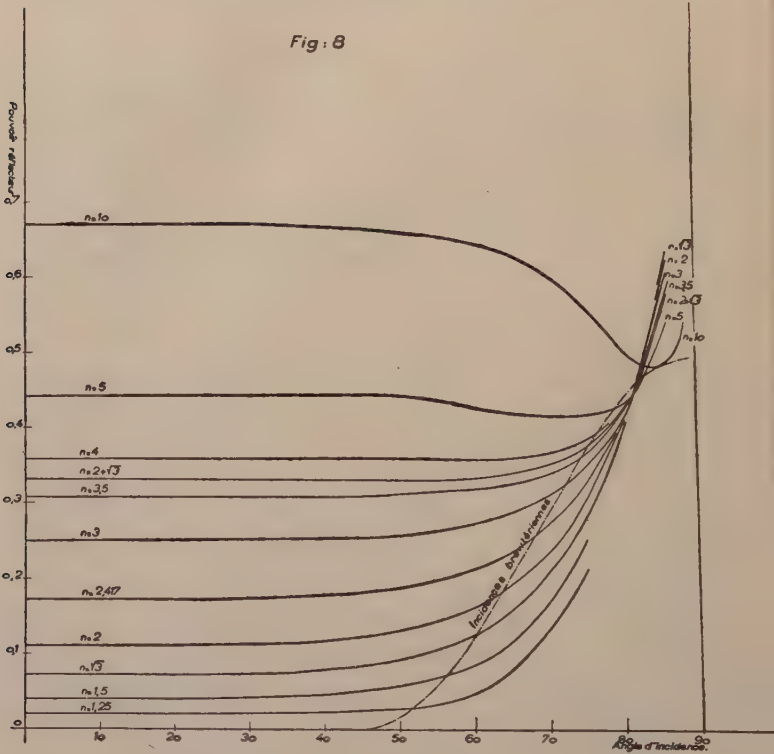
Je me suis proposé d'apprécier ces dernières avec soin, en étudiant d'abord les variations de $R_{\parallel}$, $R_{\perp}$ et R en fonction de l'angle d'incidence, ensuite les variations du pouvoir réflecteur mesuré en fonction de l'ouverture du faisceau incident.

Variations des pouvoirs réflecteurs en fonction de l'angle d'incidence.

Diverses vérifications expérimentales (10) ont montré que les formules I et III (Introduction) donnent l'allure

des variations du pouvoir réflecteur quand l'angle d'incidence varie.

a) *Corps transparents.* — Les réseaux de courbes représentant $R_{||}$, $R_{\perp}$ et R en fonction de l'angle d'inci-



dence i , peuvent être construits par points, au moyen des équations I (Fig. 8). On peut s'aider des remarques suivantes :

1° — *Sens de la variation des pouvoirs réflecteurs.*

La dérivation des équations I donne aisément :

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dR_{\parallel}}{di} &= \frac{4}{n} \frac{\sin(i-r)}{\sin^3(i+r)} \frac{(\sin^2 i - \sin^2 r) \sin i}{\cos r} \\ \frac{dR_{\perp}}{di} &= - \frac{dR_{\parallel}}{di} \frac{\cos(i+r)}{\cos^3(i-r)} \end{aligned} \right.$$

On en déduit : $\frac{dR}{di} = \frac{1}{2} \frac{dR_{\parallel}}{di} \left[1 - \frac{\cos(i+r)}{\cos^3(i-r)} \right]$

La dérivée de $R_{\parallel}$ est toujours positive et montre que *ce pouvoir réflecteur croît depuis l'incidence normale jusqu'à l'incidence rasante*; — la dérivée de $R_{\perp}$ est négative depuis l'incidence normale jusqu'à $(i+r) = 90^\circ$ et positive ensuite; *ce pouvoir réflecteur diminue donc jusqu'à l'incidence brewstérienne et grandit ensuite de façon continue*.

La dérivée de R a le signe de : $[\cos^3(i-r) - \cos(i+r)]$. Si ce pouvoir réflecteur atteint un minimum pour une certaine valeur de l'angle d'incidence, il décroît, à partir de l'incidence normale; en d'autres termes, sa dérivée doit être négative pour les très petites valeurs de l'angle d'incidence. En faisant $i = nr$, on trouve :

$$\cos^3(i-r) - \cos(i+r) = \frac{2i^2}{n^2} (-n^2 + 4n - 1).$$

Les racines du trinôme $(n^2 - 4n + 1)$ sont $2 \pm \sqrt{3}$; la dérivée est négative si n est extérieur à ces deux valeurs. Comme cet indice est toujours plus grand que l'unité, *le pouvoir réflecteur R d'un corps transparent présenterait un minimum si son indice de réfraction était plus grand que $2 + \sqrt{3}$* . L'incidence correspondante serait donnée par $\cos^3(i-r) = \cos(i+r)$. (41)

Nous ne connaissons pas de substance transparente présentant un indice aussi élevé dans le spectre visible. *Le*

pouvoir réflecteur R croît avec l'angle d'incidence pour tous les corps transparents connus.

2° — *Points remarquables des courbes de pouvoirs réflecteurs :*

Pour l'incidence normale, les trois valeurs de $R_{\parallel}$, $R_{\perp}$ et R sont égales entre elles et se réduisent à $R_0 = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$. Les trois dérivées sont nulles et les trois courbes ont la même tangente horizontale.

Pour les angles d'incidence petits, en bornant les développements en série aux deux premiers termes, on trouve :

$$(IV) \quad \begin{cases} R_{\parallel} = R_0 \left(1 + \frac{2}{n} i^2\right) \\ R_{\perp} = R_0 \left(1 - \frac{2}{n} i^2\right) \\ R = R_0 \left[1 - \frac{4}{2n^3} (n^2 - 4n + 1) i^4\right] \end{cases}$$

Pour l'incidence brewstérienne I , $(i + r) = 90^\circ$; R se réduit donc à : $\cos^2 2I = \left(\frac{1 - \operatorname{tg}^2 I}{1 + \operatorname{tg}^2 I}\right)^2$. En outre, $\operatorname{tg} I = n$,

et on a : $R_{\parallel} = \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}\right)^2$; $R_{\perp} = 0$; $R = \frac{4}{2} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}\right)^2$.

Les coefficients angulaires, déduits aisément des valeurs des dérivées pour l'incidence brewstérienne sont :

$$\frac{4}{n} (R_{\parallel})_I \text{ pour } R_{\parallel}; 0 \text{ pour } R_{\perp}, \text{ et } \frac{4}{n} R_I \text{ pour } R.$$

On remarquera que la courbe $R_I = f(I)$ des pouvoirs réflecteurs relatifs à l'incidence brewstérienne en fonction de cette incidence pour diverses substances, a pour dérivée :

$$\frac{dR_I}{dI^2} = \frac{dR_I}{d(\operatorname{tg} I)} (1 + \operatorname{tg}^2 I) = 4 \operatorname{tg} I \frac{(\operatorname{tg}^2 I - 1)}{(\operatorname{tg}^2 I + 1)^2} = 4n \frac{(n^2 - 1)}{(n^2 + 1)^2}$$

Cette courbe, tangente à l'axe de i pour $n = 1$ ($I = 45^\circ$ et $R_I = 0$), serait encore horizontale pour n très grand ($I = 90^\circ$ et $R_I = \frac{1}{2}$). La dérivée seconde $\frac{d^2 R_I}{dI^2}$ est égale à

$$-\frac{4(n^4 - 6n^2 + 1)}{(n^2 + 1)^2}.$$

Elle s'annule pour

$$n = \sqrt{3 + 2\sqrt{2}} = 2,414$$

et la courbe a une tangente d'inflexion pour les valeurs correspondantes de R_I et de I . Cela explique *que certaines courbes du réseau construit pour les différents corps transparents aient leurs points relatifs à l'incidence brewstérienne à peu près alignés.*

Enfin, pour l'incidence rasante, les trois pouvoirs réflecteurs, $R_{||}$, $R_{\perp}$ et R sont égaux à 1. On trouve aisément, grâce aux dérivés déjà calculées, les valeurs respectives des coefficients angulaires : celui de R est $\frac{n^2 + 1}{\sqrt{n^2 - 1}}$ et on peut remarquer qu'il décroît à partir de n jusqu'à $n = \sqrt{3}$ (Il vaut alors $2\sqrt{2}$) et croît ensuite régulièrement.

Ceci explique que les courbes du réseau se coupent au voisinage de l'incidence 90° .

Dans le réseau, les seules régions intéressant notre problème correspondent à des incidences nettement inférieures à l'incidence brewstérienne. Ce sont d'ailleurs celles où la théorie a reçu de bonnes vérifications expérimentales. Les remarques que nous avons pu faire pour les incidences plus élevées n'ont jusqu'à présent aucune confirmation expérimentale. Elles donneront lieu à une étude spéciale, indépendante de la question traitée dans ce mémoire.

b) *Corps opaques.* — Dans la construction par points de

courbes représentant $R_{\perp}$, $R_{\parallel}$ et R en fonction de l'angle d'incidence pour certains métaux ou minerais dont les indices ν et χ sont connus, on peut aussi s'aider des remarques suivantes :

1° — *Sens de la variation des pouvoirs réflecteurs.*

Comme pour les corps transparents, on trouve que la fonction $R_{\parallel} = f(i)$ croît de façon continue quand l'angle d'incidence passe de $i = 0^{\circ}$ à $i = 90^{\circ}$. De même, la courbe $R_{\perp} = f(i)$ décroît à partir de $i = 0^{\circ}$, passe par un minimum pour une incidence assez grande (de l'ordre de 60° ou supérieure) qui est l'incidence principale, et croît ensuite jusqu'à $i = 90^{\circ}$.

Il est généralement admis que le pouvoir réflecteur R atteint un minimum souvent assez peu prononcé pour un certain angle d'incidence dépassant toujours 60° (10) (32). Il m'a semblé intéressant de déterminer, pour les substances absorbantes, la condition d'existence de ce minimum en fonction de ν et χ , comme Mac Cullagh (41) l'avait fait pour les corps transparents en fonction de n .

A partir des équations II (Introduction), on trouve après calcul de p et q et développement en série :

$$\left\{ \begin{array}{l} p = \nu \left[1 - \frac{\sin^2 i}{2(\nu^2 + \chi^2)} + \frac{1}{2} \left(\frac{\chi^2}{\nu^2 + \chi^2} - \frac{1}{4} \right) \right. \\ \quad \left. \frac{\sin^4 i}{(\nu^2 + \chi^2)^2} - \dots \right] \\ q = \chi \left[1 + \frac{\sin^2 i}{2(\nu^2 + \chi^2)} + \frac{1}{2} \left(\frac{\nu^2}{\nu^2 + \chi^2} - \frac{1}{4} \right) \right. \\ \quad \left. \frac{\sin^4 i}{(\nu^2 + \chi^2)^2} + \dots \right] \end{array} \right.$$

On déduit, en portant ces valeurs dans les équations III (Introduction) et en conservant seulement les premiers termes des développements en série :

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{\parallel} = \frac{(\nu - 1)^2 + \chi^2}{(\nu + 1)^2 + \chi^2} \left[1 + \frac{2\nu}{\nu^2 + \chi^2} \sin^2 i + \dots \right] \\ R_{\perp} = \frac{(\nu - 1)^2 + \chi^2}{(\nu + 1)^2 + \chi^2} \left[1 - \frac{2\nu}{\nu^2 + \chi^2} \sin^2 i + \dots \right] \\ R = \frac{(\nu - 1)^2 + \chi^2}{(\nu + 1)^2 + \chi^2} \left\{ 1 - \frac{\nu}{2(\nu^2 + \chi^2)^3} \left[(\nu^2 + \chi^2 - 2\nu) \right. \right. \\ \left. \left. - 3(\nu^2 + \chi^2) \right] \sin^4 i + \dots \right\} \end{array} \right.$$

Si l'on remarque que $\frac{(\nu - 1)^2 + \chi^2}{(\nu + 1)^2 + \chi^2}$ est le pouvoir réflecteur R_0 en lumière incidente normale, et si l'on pose $\frac{\nu + \chi^2}{\nu} = N$ on obtient des formules présentant une grande analogie avec les formules IV relatives aux corps transparents et qui permettent de les retrouver :

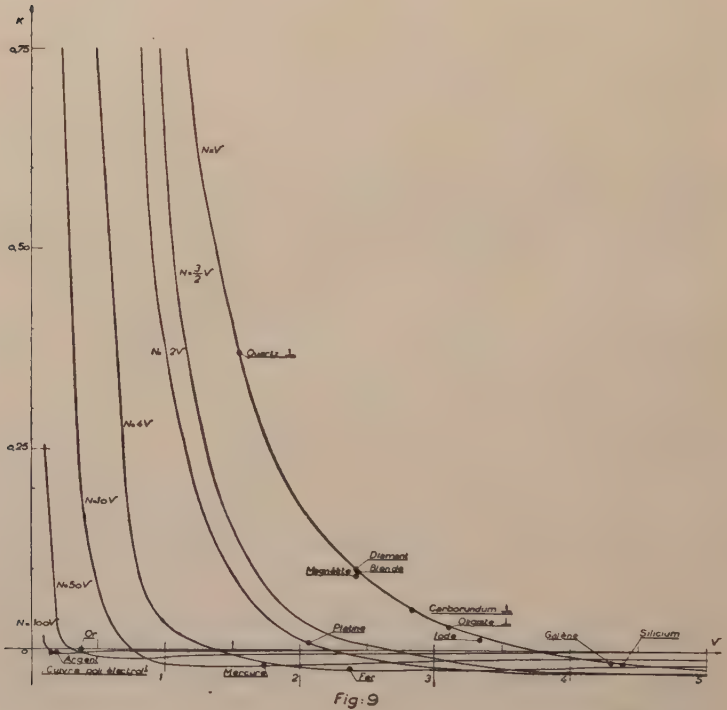
$$(V) \left\{ \begin{array}{l} R_{\parallel} = R_0 \left[1 + \frac{2}{N} \sin^2 i \right] \\ R_{\perp} = R_0 \left[1 - \frac{2}{N} \sin^2 i \right] \\ R = R_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2N^3} \left[(N - 2)^2 - 3 \frac{N}{\nu} \right] \sin^4 i + \dots \right\} \end{array} \right.$$

Les deux premières équations montrent bien qu'à partir de l'incidence normale, $R_{\parallel}$ est toujours croissant et $R_{\perp}$ toujours décroissant. La troisième équation montre que le pouvoir réflecteur moyen R décroît à partir de l'incidence normale et passe par un minimum si :

$$(N - 2)^2 - 3 \frac{N}{\nu} > 0 \text{ ou } (\nu^2 + \chi^2 - 2\nu)^2 - 3(\nu^2 + \chi^2) > 0.$$

On remarquera d'ailleurs que, N étant toujours plus grand que 1, l'inéquation précédente se réduit en pratique à $N > 2 + \sqrt{3 \frac{N}{\nu}}$

J'ai construit dans la figure 9 des courbes représentant le coefficient $K = \frac{1}{2 N^3} \left[(N - 2)^2 - \frac{3N}{v} \right]$ en fonction de v



pour diverses valeurs de $\frac{N}{v}$ et j'ai figuré sur ce réseau des points indiquant la valeur du coefficient K pour certaines substances (Raie D). Il est bien entendu que, vu l'incertitude sur les indices, on obtient seulement les ordres de grandeur de K .

Variations du pouvoir réflecteur en fonction de l'ouverture des objectifs.

La réflexion des rayons lumineux devant les objectifs a lieu sous des incidences variant de façon continue depuis l'incidence normale jusqu'à une incidence définie par l'ouverture numérique utilisée dans l'objectif (avec des objectifs à sec, l'ouverture numérique pourrait atteindre 0,9).

Ceci a été déjà indiqué par M. Berek qui a donné, pour quelques substances, des courbes de pouvoirs réflecteurs en fonction de l'angle d'incidence et aussi des courbes de pouvoirs réflecteurs en fonction de l'ouverture numérique des objectifs (2). J'avais, en 1931, effectué un travail analogue (19) et il me paraît important de reprendre cette étude en tenant compte de la forme du diaphragme d'ouverture.

Pouvoirs réflecteurs mesurés :

J'ai déjà indiqué (ch. I) les positions respectives des diaphragmes de champ et d'ouverture et les dimensions qu'ils peuvent avoir avec les différents objectifs utilisés. La forme des faisceaux incidents est ainsi déterminée.

On remarquera que le pouvoir réflecteur peut varier un peu d'un point du centre du champ à un point du bord. Cependant comme les dimensions du champ sont, en général, bien plus petites que celles de l'ouverture, on obtiendra une approximation bien suffisante en négligeant l'influence de la largeur du champ et en déterminant les pouvoirs réflecteurs en fonction de l'ouverture des faisceaux réfléchis. Nous admettrons de plus, que les flux lumineux sont homogènement répartis dans l'aire des diaphragmes.

Si ρ est la distance d'un élément du diaphragme d'ouverture à l'axe du microscope, R_ρ le pouvoir réflecteur pour l'angle d'incidence correspondant, r le rayon de l'image

du diaphragme d'ouverture (ou sa longueur s'il s'agit d'une fente), le pouvoir réflecteur mesuré est très sensiblement $R_c = \frac{2}{r^2} \int_0^r R_\rho \cdot \rho \cdot d\rho$, pour une ouverture demi-circulaire, et $R_f = \frac{1}{r} \int_0^r R_\rho \cdot d\rho$ pour une ouverture-fente.

a) *Cas du diaphragme demi-circulaire.* — a étant la distance des images de deux diaphragmes et i l'angle d'incidence, $\rho = a \cdot \operatorname{tg} i$ d'où $d\rho = a \cdot (1 + \operatorname{tg}^2 i) \cdot di$.

Si on appelle I l'angle d'incidence correspondant au bord du diaphragme d'ouverture, on trouve :

$$R_c = \frac{1}{\operatorname{tg}^2 I} \cdot \int_0^{\operatorname{tg} I} R_\rho \cdot d(\operatorname{tg}^2 i).$$

On peut déterminer R_c en fonction de l'angle d'incidence grâce aux courbes de la figure 8, construites au paragraphe précédent. L'intégration pourrait être effectuée graphiquement par mesure d'aires limitées par les courbes : $R = f(\operatorname{tg}^2 I)$ déduites des précédentes. Remarquons que, pour des angles assez petits, les équations V permettent l'intégration directe et donne sensiblement :

$$(VI) \quad R_c = R_0 \left[1 + \frac{K \cdot \operatorname{tg}^4 I}{3} \right]$$

b) *Cas du diaphragme-fente.* — Par le même procédé que pour le diaphragme demi-circulaire, on trouverait :

$$R_f = \frac{1}{\operatorname{tg} I} \int_0^I R_\rho \cdot d(\operatorname{tg} i)$$

Une intégration graphique analogue à la précédente et utilisant les courbes $R = f(\operatorname{tg} I)$ serait encore possible. L'intégration directe pour les angles assez petits donne :

$$(VII) \quad R_f = R_0 \left(1 + \frac{K \cdot \operatorname{tg}^4 I}{5} \right)$$

c) *Conclusions.* — Les courbes du réseau 9 montrent que la plupart des métaux (Indice d'extinction grand par rapport à l'indice de réfraction ou au moins égal) ont des pouvoirs réflecteurs décroissant de façon très peu accusée quand l'incidence croît à partir de la normale : les valeurs du coefficient K sont négatives et ne dépassent jamais quelques centièmes.

La courbe $N = v$, du même réseau, est celle des corps transparents. Elle montre que leurs pouvoirs réflecteurs augmentent quand l'angle d'incidence croît. La variation relative est d'autant plus grande que l'indice de réfraction est plus petit : le coefficient positif K décroît depuis environ $4/10$ pour le quartz ou les verres jusqu'à environ $1/10$ pour la blende ou le diamant.

Enfin, la plupart des oxydes ou des sulfures opaques observés en Minéralogie ont des indices d'extinction petits par rapport à l'indice de réfraction. Leurs coefficients K, positifs, sont à peine inférieurs à ceux des corps transparents ayant les mêmes indices de réfraction élevés ; ils sont généralement très inférieurs à $1/10$.

Ces résultats permettent de montrer, avec les équations (VIII) et (IX) que, même pour les substances comme le quartz, exceptionnellement sensibles à l'inclinaison des rayons incidents, le pouvoir réflecteur mesuré au moyen du microscope peut être assimilé, en général, au pouvoir réflecteur en lumière incidente normale : sur le quartz l'incertitude est encore très inférieure à 0,5 % lorsque l'ouverture numérique atteint 0,4 ; sur la plupart des métaux ou minerais opaques l'incertitude est encore plus petite jusqu'à des ouvertures numériques de l'ordre de 0,6.

IV. — État de polarisation de la lumière incidente.

La détermination du *pouvoir réflecteur suivant chaque direction d'une surface anisotrope* exige que l'objectif transmette de la *lumière* rectilignement polarisée dans un plan connu.

La *lumière naturelle* incidente suffirait pour la mesure du pouvoir réflecteur sur les surfaces isotropes. Elle permet sur les surfaces anisotropes, la détermination d'un pouvoir réflecteur moyen.

On doit donc s'assurer que la traversée de l'objectif ne modifie pas sensiblement l'état de polarisation de la lumière et, en outre, qu'avec le dispositif illuminateur on peut transmettre, à volonté, vers l'objectif, de la lumière naturelle ou de la lumière rectilignement polarisée.

Conditions de la transmission de la lumière par l'objectif.

Des modifications de l'état de polarisation de lumière transmise par l'objectif, pourraient provenir, soit de *l'hétérogénéité des milieux traversés* (tensions internes des verres, poussières, bulles etc.), soit des *réfractions obliques* entre les différents milieux réfringents.

a) Divers auteurs ont insisté sur la nécessité d'utiliser, tant dans le prisme illuminateur que dans les objectifs, des verres exempts de biréfringence (44) (53). Les constructeurs fournissent actuellement des systèmes optiques spécialement sélectionnés et il est toujours possible, avant d'utiliser un objectif, de s'assurer qu'il permet l'extinction

lorsqu'on le place entre deux nicols croisés, et qu'il n'altère pas l'homogénéité des flux rectilignement polarisés transmis.

Les résultats de travaux spéciaux (34) et notre propre expérience s'accordent pour reconnaître *que les bulles contenues dans les verres et les poussières qui peuvent subsister sur les surfaces des lentilles ne jouent pratiquement aucun rôle si les surfaces sont nettoyées avec un peu de soin.*

b) Dans la réfraction oblique d'un élément d'un faisceau lumineux transmis, soit α l'angle du plan de polarisation avec le plan d'incidence et soient $R_{\parallel}$ et $R_{\perp}$ les pouvoirs réflecteurs relatifs respectivement aux rayons polarisés dans le plan d'incidence et normalement à ce plan, l'angle ω de la vibration transmise avec le plan d'incidence est

$$\text{donné par : } \operatorname{tg} \omega = \operatorname{tg} \alpha \cdot \sqrt{\frac{1 - R_{\perp}}{1 - R_{\parallel}}}.$$

Dans le cas des verres $R_{\parallel}$ et $R_{\perp}$ sont assez petits, avec les angles d'incidence utilisés, pour que cette relation donne sensiblement : $\operatorname{tg} \omega = \left(1 - \frac{\Delta R}{2}\right) \operatorname{tg} \alpha$ (On a posé $\Delta R = R_{\perp} - R_{\parallel}$).

La vibration a tourné de façon à se rapprocher du plan d'incidence de l'angle $(\alpha - \omega)$ toujours petit, donné par

$$\operatorname{tg} (\alpha - \omega) = \frac{\Delta R}{2} \cdot \frac{\operatorname{tg} \alpha}{1 + \left(1 - \frac{\Delta R}{2}\right) \operatorname{tg}^2 \alpha} \text{ En négligeant}$$

$$\frac{\Delta R}{2} \text{ devant } 1, \text{ on en déduit : } \operatorname{tg} (\alpha - \omega) = \frac{\Delta R}{4} \cdot \sin^2 \alpha.$$

Dans la traversée de l'objectif, pour cet élément du faisceau, le plan de vibration aura donc tourné sensiblement du petit angle $\Sigma (\alpha - \omega = \frac{\sin^2 \alpha}{4} \cdot \Sigma \Delta R$.

Le rapport à l'énergie totale transportée par l'élément du

faisceau de l'énergie transmise polarisée normalement à l'azimut de la vibration incidente est donc sensiblement :

$$T = [\Sigma (\alpha - \omega)]^2 = \frac{[\Sigma \Delta R]^2}{16} \cdot \sin^2 2\alpha.$$

Pour des objectifs, même très convergents, dont j'ai pu connaître la section principale et pour lesquels j'ai directement mesuré les angles d'incidence relatifs aux rayons les plus obliques et déterminé par conséquent les plus grandes valeurs possibles de $[\Sigma \Delta R]^2$, les valeurs de T étaient toujours inférieure à quelques millièmes.

c) *Conclusion.* — Les objectifs les plus convergents que nous sommes conduits à utiliser ne modifient pas sensiblement, pour nos mesures, l'état de polarisation de la lumière qu'ils transmettent pourvu qu'ils soient choisis parfaitement exempts de tensions internes et que leurs surfaces soient maintenues propres.

Conditions de la transmission de la lumière par l'illuminateur.

a) *Procédés de réflexion à 45°.* — Dans les différents modèles d'illuminateurs verticaux s'adaptant au microscope la lumière est déviée de 90° soit par un miroir transparent (lame de verre) recouvrant l'objectif, soit par un miroir opaque (surface métallique ou prisme à réflexion totale) recouvrant seulement la moitié de l'objectif.

La lame de verre et le miroir métallique polarisent partiellement la lumière naturelle réfléchiée sous l'incidence de 45°. *C'est pour éviter cet inconvénient que la réflexion totale est toujours employée dans les illuminateurs servant aux mesures des pouvoirs réflecteurs au moyen du microscope.* M. Berek utilise lui-même ce procédé après avoir tenté de

réaliser, pour les mesures, un illuminateur à miroir métallique (3) (5).

b) *Conditions de la réflexion totale.* — Dans tous les dispositifs usuels, la lumière rencontre le prisme à réflexion totale après avoir traversé successivement un prisme polariseur à champ normal (que l'on peut retirer pour les mesures en lumière naturelle) et un collimateur.

Nous savons, d'après la théorie de Fresnel (10), que le prisme à réflexion totale, recevant de la lumière naturelle, transmet à l'objectif de la lumière naturelle, mais que recevant de la lumière rectilignement polarisée, il transmet, en général, de la lumière elliptique. La réflexion totale crée, en effet, une différence de phase Δ entre les deux composantes de la vibration réfléchie l'une parallèle au plan d'incidence, l'autre normale à ce plan. Ce décalage Δ , l'ellipticité $\text{tg } \psi$ de la vibration réfléchie correspondant à une vibration incidente d'angle α avec le plan d'incidence, l'inclinaison θ du grand axe de l'ellipse sur ce plan sont donnés respectivement par :

$$\text{(VIII)} \quad \text{tg } \frac{\Delta}{2} = \frac{\sqrt{n^2 \sin^2 i - 1}}{n \cdot \sin i \cdot \text{tgi}}$$

$$\text{(IX)} \quad \sin 2\psi = \sin 2\alpha \cdot \sin \Delta$$

$$\text{(X)} \quad \sin 2\theta = \frac{\text{tg } 2\psi}{\text{tg } \Delta} \cdot (n \text{ est l'indice de réfraction du prisme et } i \text{ l'angle d'incidence}).$$

Les équations (IX) et (X) montrent que la lumière réfléchie sera encore rectilignement polarisée dans le même plan que la lumière incidente si l'une des deux conditions suivante est satisfaisante :

$\alpha = 0$ ou $\alpha = \frac{\pi}{2}$: La lumière incidente est polarisée dans le plan d'incidence ou normalement à ce plan.

ou bien $\Delta = k \pi$: Le décalage dû à la réflexion totale est compensé ou égal à un multiple entier de π .

Aucune de ces deux conditions ne peut théoriquement être remplie en toute rigueur : les rayons constituant le faisceau lumineux issu du collimateur n'étant jamais rigoureusement parallèles, leurs plans d'incidence ne sont pas non plus parfaitement parallèles, et les retards peuvent différer de l'un à l'autre. Chaque élément de la face hypo-

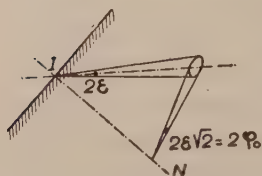


Fig:10

thénuse du prisme illuminateur réfléchit un faisceau lumineux conique s'appuyant sur l'image du diaphragme d'entrée du collimateur (fig. 10).

Dans notre appareil, l'angle au sommet 2ε de ce cône est toujours petit et n'atteint qu'exceptionnellement 6° (Diamètre maximum du dia-

phragme oculaire = 2 cm. Distance de ce diaphragme au prisme illuminateur = 20 cm.) ; le rayon moyen du faisceau conique (Rayon joignant le sommet du cône au centre du diaphragme oculaire) fait, à 1° près (côté de l'angle droit du prisme = 4 mm.), avec la normale, un angle d'incidence très voisin de 45° (Toujours un peu inférieur, le prisme occupant une moitié du tube).

Les angles d'incidence des différents rayons peuvent donc être compris pour les plus grands champs et les plus grandes ouvertures entre 42° et 48° , et les angles des plans d'incidence avec le plan d'incidence du rayon moyen peuvent, au maximum, atteindre $\varepsilon \sqrt{2}$ soit $4^\circ 5'$.

Pour transmettre de la lumière rectilignement polarisée à l'objectif, comme la plupart des autres expérimentateurs (2) (47), j'ai employé longtemps la méthode de réglage du polariseur ; je lui préfère actuellement une méthode de compensation et nous étudierons successi-

vement ces deux procédés de suppression de la lumière elliptique.

c) *Transmission sans altération de lumière polarisée rectiligne par réglage de l'orientation du polarisateur :*

1. *Latitude dans le réglage du polarisateur :*

Soit α_0 la valeur petite de l'angle du plan de polarisation des vibrations incidentes avec le plan d'incidence relatif au rayon moyen d'un faisceau réfléchi par un élément du miroir. Tout plan d'incidence incliné du petit angle φ sur le plan d'incidence du rayon moyen fait l'angle $\alpha = \alpha_0 + \varphi$ avec la direction commune aux vibrations incidentes. α et φ étant comptés en sens inverse).

Or, φ ne peut dépasser quelques degrés et α_0 est petit ; les équations (IX) et (X) donnent $\operatorname{tg} \psi = \alpha \cdot \sin \Delta$ d'où $\theta = \alpha \cos \Delta$.

L'angle du grand axe de la vibration elliptique réfléchie avec la direction de la vibration rectiligne incidente est donc : $(\alpha - \theta) = \alpha (1 - \cos \Delta)$. On peut toujours décomposer cette vibration elliptique en deux vibrations rectilignes perpendiculaires entre elles, dont l'une normale à la vibration rectiligne incidente. Pour un élément du faisceau incident transportant l'unité d'énergie, l'énergie parasite et réfléchie dans les vibrations normales aux vibrations incidentes sera : $e = \cos^2 \psi \cdot \sin^2 (\alpha - \theta) + \sin^2 \psi \cdot \cos^2 (\alpha - \theta)$. Comme ψ et $(\alpha - \theta)$ sont petits, cela donne très sensiblement : $e = 2 (\alpha_0 + \varphi)^2 \cdot (1 - \cos \Delta)$.

Pour tout le faisceau conique, et en admettant que l'énergie transportée dans un élément du faisceau est proportionnelle à l'aire dS qu'il découpe sur la section droite S du cône, l'énergie parasite E rapportée à l'unité d'énergie lumineuse transportée est : $E = \frac{\int 2 (\alpha_0 + \varphi)^2 (1 - \cos \Delta) dS}{S}$

Nous verrons au paragraphe suivant, que $(1 - \cos \Delta)$ a

sensiblement la même valeur pour tous les éléments du faisceau. On en déduit que :

$$E = \frac{2(1 - \cos \Delta)}{S} \left(\int \alpha_0^2. dS + \int_{-\varphi_0}^{+\varphi_0} \varphi^2. dS + 2\alpha_0 \int_{-\varphi_0}^{+\varphi_0} \varphi. dS. \right)$$

Or, nous avons vu que, ε étant le demi-angle au sommet du faisceau conique, φ_0 est égal à $\varepsilon \sqrt{2}$. Des intégrations classiques donnent alors :

$$E = 2(1 - \cos \Delta) \left(\alpha_0^2 + \frac{\varepsilon^2}{4} \right).$$

Dans nos expériences, l'indice de réfraction du prisme le plus souvent utilisé est $n = 1,56$; Δ , calculé d'après l'équation VIII, est de l'ordre de 44° (à $\pm 3^\circ$ près) et $\cos \Delta$ est de l'ordre de 0,7 (à 10 % près). Donc $(1 - \cos \Delta)$ est de l'ordre de 0,3 et le coefficient $2(1 - \cos \Delta)$ est voisin de 0,6 (à 20 % près). ε atteignant, au maximum, la valeur 3° , soit environ $1/20$ de radian, le terme $\varepsilon^2/4$ de E atteint au maximum $1/1600$.

Dans la limite des champs angulaires que nous utilisons, l'influence de l'inclinaison des rayons lumineux incidents sur le rayon moyen est donc négligeable quant à la lumière elliptique produite dans l'illuminateur.

Pour les meilleurs réglages du prisme polariseur, le petit angle du plan de polarisation de la lumière incidente avec le plan d'incidence des rayons moyens des faisceaux réfléchis par les divers éléments du prisme peut subir des variations de 1° . On a alors, au maximum, $\alpha_0^2 = 1/3600$, ce qui est négligeable. Il n'est donc pas nécessaire de régler d'une façon parfaite l'orientation du polariseur.

Connaissant la valeur maxima que l'on veut tolérer pour E , on peut déterminer la latitude du réglage : Si on convient, par exemple, de limiter E à $1/400$ on pourra

admettre pour α_0 ² la valeur $1/280$ soit environ $\alpha_0 = \pm 3^{\circ},5$; cela fait une latitude de réglage égale à 7° . *C'est donc très aisément que pourra être réglée la position du polariseur.*

2. *Écarts entre les résultats des mesures effectuées dans les deux positions rectangulaires possibles du polariseur :*

Chaque faisceau lumineux issu de l'objectif et atteignant un point du champ circulaire sur la surface réfléchissante est compris dans un cône d'angle au sommet $2U$ ayant pour directrice l'image du diaphragme d'ouverture commun. La normale à la surface étant la même pour tous les rayons du faisceau, les plans d'incidence définis par l'azimut de chaque rayon autour de cette normale, peuvent être très différents. Cependant tous les rayons sont polarisés dans des plans parallèles.

On comprend que si l'énergie lumineuse transportée par l'ensemble des composantes des vibrations dans les plans d'incidence n'est pas égale à l'énergie que transportent l'ensemble des composantes normales aux plans d'incidence, la rotation du polariseur peut rapprocher le résultat des mesures, soit du pouvoir réflecteur $R_{//}$ relatif aux rayons polarisés parallèlement au plan d'incidence, soit du pouvoir réflecteur $R_{\perp}$ relatif aux rayons polarisés normalement au plan d'incidence.

Ces écarts ont été soulignés par différents expérimentateurs (50) (47). Il est possible d'en prévoir numériquement l'importance dans les deux cas les plus fréquents : diaphragme d'ouverture demi-circulaire et diaphragme en forme de fente.

Diaphragme d'ouverture demi-circulaire. — Nous admettons que les diaphragmes de champ et d'ouverture ont même axe et que les flux se répartissent homogènement autour de cet axe. A tout élément dS du diaphragme d'ouverture demi-circulaire, on pourra faire correspondre l'élé-

ment dS' qui s'en déduit par rotation de $\pi/2$ autour de l'axe. Par ailleurs, on peut décomposer le champ circulaire en éléments $d\sigma$ et $d\sigma'$ se superposant par rotation de $\pi/2$ du premier.

A tout élément du flux réfléchi passant par dS et $d\sigma$, on peut donc faire correspondre un élément du flux réfléchi passant par dS' et $d\sigma'$, identique géométriquement et réfléchi sous le même angle d'incidence, mais tel que les deux plans d'incidence soient rectangulaires.

La direction de la vibration lumineuse incidente est la même pour tous les éléments ; si on les groupe tous ainsi deux à deux, on voit que l'énergie lumineuse incidente transportée par les composantes des vibrations contenues dans les plans d'incidence et l'énergie transportée par les composantes normales à ces plans, sont également réparties. *On mesure donc directement, et quelle que soit celle des deux positions rectangulaires choisie pour le polariseur, le pouvoir réflecteur moyen* $R = \frac{R_{\parallel} + R_{\perp}}{2}$ *relatif à l'ouverture des faisceaux incidents utilisés.*

Diaphragme d'ouverture en forme de fente fine. — La fente admet, en général, le même plan de symétrie que l'illuminateur et est parallèle à ce plan. Soit α l'angle que forme, avec le plan de symétrie, le plan d'incidence d'un élément du flux incident s'appuyant sur un élément dx de la fente et un élément $d\sigma$ du champ circulaire ; le flux réfléchi correspondant est proportionnel à $(R_{\parallel} \cdot \cos^2 \alpha + R_{\perp} \cdot \sin^2 \alpha) d\sigma \cdot dx$. Le flux réfléchi par tout le champ et provenant de dx a donc la forme :

$$d\Phi = K \cdot dx \cdot \int (R_{\parallel} \cdot \cos^2 \alpha + R_{\perp} \cdot \sin^2 \alpha) d\sigma$$

Avec les notations : $R = \frac{R_{\perp} + R_{\parallel}}{2}$ et $\Delta R = R_{\parallel} - R_{\perp}$,

on écrira

$$d\Phi = K. dx \left[\iint R. d\sigma - \frac{1}{2} \iint \Delta R. \cos 2\alpha. d\sigma \right]$$

Pour des rayons polarisés parallèlement au plan de symétrie, le même flux incident serait devenu après réflexion :

$$d\Phi = K. dx \left[\iint R. d\sigma + \frac{1}{2} \iint \Delta R. \cos 2\alpha. d\sigma \right]$$

L'écart relatif E entre les résultats de mesures effectuées pour les deux directions rectangulaires de la vibration incidente serait ainsi : $E = \frac{\int \Delta R. \cos 2\alpha. d\sigma. dx}{\int R. d\sigma. dx}$

Comme R est à peu près constant pour les ouvertures que nous utilisons, $E = \frac{\int \frac{\Delta R}{R} . \cos 2\alpha. d\sigma. dx}{\pi a^2 f}$ (a est le rayon du champ et f la longueur de l'image de la fente). Or les équations V du chapitre précédent montrent que $\frac{\Delta R}{R}$ est inférieur à $\frac{4}{N} \operatorname{tg}^2 i$. (On a convenu d'adopter N indifféremment pour remplacer $\frac{\nu^2 + \chi^2}{\nu}$ dans le cas de corps opaques, et n dans le cas de corps transparents).

Désignons par d la distance verticale de l'image du diaphragme d'ouverture au plan du champ, et par r la projection sur ce plan de la droite joignant l'élément dx à l'éléments dσ ; on trouve $\frac{\Delta R}{R} = \frac{4}{N} \cdot \frac{r^2}{d^2}$ d'où :

$$\begin{aligned} E &= \frac{4}{\pi a^2 f N d^2} \int dx \int \cos 2\alpha. r^3. dr. d\alpha \\ &= \frac{4}{\pi a^2 f N d^2} \int dx \left| r^2 \cos 2\alpha. d\alpha \right|_{r_1}^{r_2} \end{aligned}$$

On remarquera que les valeurs extrêmes r_1 et r_2 de r sont données par les relations : $a^2 = x^2 + r^2 - 2x.r.\cos\alpha$.

$$\text{De là} \begin{cases} r_1 = x.\cos\alpha + \sqrt{a^2 - x^2.\sin^2\alpha} \\ r_2 = x.\cos\alpha - \sqrt{a^2 - x^2.\sin^2\alpha} \end{cases}$$

On en déduit : $\int \cos 2\alpha . r^3 . dr . d\alpha = \pi \alpha^2 f^2$ d'où :

$$E = \frac{4}{f N d^2} \int x^2 . dx = \frac{4}{3 N} \cdot \frac{x^3}{d^2} .$$

En définitive, $E = \frac{4}{3 N} \operatorname{tg}^2 U$. (U est l'angle sous lequel l'image de la fente apparaît du centre du champ).

Voici des limites supérieures de l'écart relatif E calculées pour des surfaces connues (raie D) et pour quelques ouvertures usuelles :

SIN U	VERRE (1.5)	BLLENDE	Magnétite	SILICIUM	GALÈNE	MERCURE	PLATINE	OR
0.20	0.035	0.023	0.022	0.012	0.011	0.008	0.0049	0.0024
0.30	0.08	0.049	0.052	0.029	0.024	0.0075	0.011	0.0055
0.50	0.30	0.183	0.173	0.087	0.092	0.028	0.041	0.020

Ces écarts sont tous de même sens et suivent, en général, l'ordre des pouvoirs réflecteurs.

Remarquons que, dans la comparaison de pouvoirs réflecteurs, les erreurs relatives possibles sont les différences des écarts ainsi calculés pour les surfaces utilisées. Quoique ces écarts se retranchent, et surtout pour les surfaces à petit pouvoir réflecteur, les résultats des mesures peuvent dépendre sensiblement de l'orientation choisie pour le polariseur.

3) *Conclusions.* — *Le prisme à réflexion totale de l'illuminateur transmet pratiquement sans altération la lumière polarisée rectiligne qu'il reçoit, pourvu que la direction des vibrations incidentes soit, même approximativement, parallèle au plan d'incidence du rayon moyen du faisceau ou bien normale à ce plan. Mais, en général, les résultats des comparaisons seront différents suivant qu'on aura choisi l'un ou l'autre des deux azimuts possibles pour les vibrations incidentes.*

On pourra obtenir directement et par une seule comparaison le pouvoir réflecteur moyen R qu'on se propose de mesurer si on utilise un diaphragme d'ouverture demi-circulaire et des flux bien homogènes. On devra vérifier, une fois pour toutes, après réglage des diaphragmes, que les résultats de diverses comparaisons sont les mêmes pour les deux azimuts de la vibration.

Dans tous les autres cas, et en particulier avec les ouvertures fentes, on est conduit, pour obtenir une valeur très approchée du pouvoir réflecteur moyen, à prendre les moyennes des résultats obtenus successivement pour les deux azimuts de la vibration incidente. C'est le procédé utilisé par certains expérimentateurs ; mais il a l'inconvénient de doubler le nombre des mesures.

d) *Rétablissement de la lumière rectilignement polarisée par plusieurs réflexions totales successives :*

La relation X permet de montrer que les retards Δ dus à la réflexion totale varient peu autour de l'incidence 45° : pour cette incidence, Δ est voisin d'un maximum avec les verres d'indice assez élevé :

On montre que la valeur i_m de l'angle d'incidence correspondant au maximum est donnée par : $\sin^2 i_m = \frac{2}{n^2 + 1}$

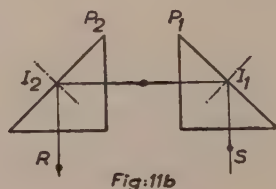
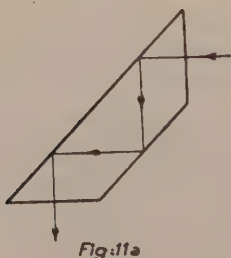
(10-p.310). Elle diminue quand l'indice n du verre constituant le prisme augmente, et vaut, en particulier, 45° pour $n = \sqrt{3}$.

J'ai calculé les retards Δ relatifs à des angles d'incidence voisins de 45° , pour un verre d'indice $n = \sqrt{3}$ et pour un verre d'indice $n = 1,56$ que nous utilisons dans notre illuminateur :

i	40°	42°	43°	44°	45°	46°	48°	49°	50°
$n = \sqrt{3}$	$55^\circ 15'$	$58^\circ 20'$	$59^\circ 20'$	60°	(Max.) 60°	60°	$59^\circ 5'$	$58^\circ 30'$	$57^\circ 14'$
$n = 1,56$	$10^\circ 20'$	$35^\circ 20'$	40°	43°	$45^\circ 45'$	47°	49° (Max.)	$49^\circ 20'$	$49^\circ 20'$

Ces remarques ont permis de réaliser des compensateurs pour la lumière blanche : l'un a été décrit par M. Berek (6) ; j'ai indiqué moi-même le principe de l'autre (16) (17).

2) *Illuminateur de Berek.* — Principe : la lumière rectilignement pénètre dans un prisme de forme spéciale où elle subit un nombre impair k de réflexions totales tel que, pour le rayon moyen à 45° , $k \Delta = m \pi$, m étant un nombre entier. (Fig. 11 a.)



Le plus petit multiple commun de Δ et de π donne le nombre k de réflexions totales nécessaire à la compensation. Le principe rappelle celui du parallélépipède de Fresnel producteur de lumière circulaire (10-p. 308). Dans l'appareil de Berek, le verre utilisé a pour indice $n = 1,740$ et le nombre de réflexions totales nécessaires est le plus petit possible car, avec ce verre, Δ est très voisin de 60° pour l'incidence de 45° et k a pour valeur 3.

Si on considère que, dans nos mesures, les rayons les plus inclinés sur le rayon moyen auraient un angle d'incidence de 42° , pour lequel Δ est très voisin de $58^\circ 20'$, on voit que, pour les vibrations les moins compensées, le décalage après trois réflexions totales sera de l'ordre de 5° . D'après l'équation IX, l'ellipticité prendrait ses plus grandes valeurs pour l'azimut 45° des vibrations incidentes avec le plan d'incidence et elle vaudrait : $\text{tg } \psi = 5/2$, soit, pour les rayons les moins favorisés, environ $1/24$. *On peut considérer la compensation comme pratiquement parfaite.*

Le seul inconvénient du procédé est qu'il exige un illuminateur de construction spéciale et qu'il ne peut être appliqué à l'utilisation des dispositifs usuels. En outre, le retard introduit entre les deux composantes de la vibration étant π , le plan de polarisation des vibrations transmises est symétrique par rapport au plan d'incidence du plan de polarisation des vibrations incidentes.

3) *Compensateur à prismes croisés.* — Supposons deux prismes à réflexion totale P_1 et P_2 , de sections principales parallèles, et dont les faces réfléchissantes font entre elles 90° ; soit un rayon lumineux SI_1I_2R réfléchi par les deux prismes sous l'incidence de 45° (Fig. 11 b).

Si on fait tourner le prisme P_1 de 90° autour de I_1I_2 , le plan d'incidence sur le prisme P_1 devient normal au plan d'incidence sur le prisme P_2 . Le décalage Δ , produit par la

première réflexion entre les composantes parallèle et normale au plan d'incidence de la vibration rectiligne incidente, est rigoureusement compensé par le décalage $(-\Delta)$ dû à la seconde réflexion.

Cependant, comme les rayons des faisceaux que nous utilisons ne sont pas rigoureusement parallèles, ils peuvent rencontrer successivement les deux prismes sous des angles d'incidence un peu différents et l'angle des deux plans d'incidence peut différer un peu de 90° . Ce sont deux causes d'imperfection dans la transmission des vibrations rectilignes.

Étudions l'ellipticité d'une vibration à laquelle correspondent le décalage Δ dans la première réflexion et le décalage de sens inverse Δ' dans la deuxième; les plans d'incidence faisant entre eux un angle $\frac{\pi}{2} + \varepsilon$. (ε peut être positif ou négatif).

Soit α l'azimut de la vibration rectiligne incidente par rapport au plan d'incidence. Si on suppose égale à l'unité l'amplitude de la vibration rectiligne incidente, les composantes de la vibration après la première réflexion ont les formes : $A_{1\parallel} = \cos \alpha \cdot \sin \omega t$, dans le plan d'incidence, et $A_{1\perp} = \sin \alpha \cdot \sin (\omega t - \Delta)$, normalement au plan d'incidence.

Les composantes, après la seconde réflexion, seront : $A_{2\parallel} = A_{1\parallel} \cdot \cos \varepsilon - A_{1\perp} \cdot \sin \varepsilon$ dans le plan d'incidence, et $A_{2\perp} = A_{1\parallel} \cdot \sin \varepsilon + A_{1\perp} \cdot \cos \varepsilon$, normalement au plan d'incidence, avec un décalage réduit de Δ' à cause de la réflexion totale.

Ces deux vibrations sont de la forme

$$\begin{cases} A_{2\parallel} = \sin (\omega t + \varphi), \text{ avec } \operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin \Delta \cdot \sin \alpha \cdot \sin \varepsilon}{\cos \alpha \cdot \sin \varepsilon - \cos \Delta \cdot \sin \alpha \cdot \sin \varepsilon} \\ A_{2\perp} = \sin (\omega t - \varphi' - \Delta), \text{ avec } \operatorname{tg} \varphi' = \frac{\sin \Delta \cdot \sin \alpha \cdot \cos \varepsilon}{\cos \alpha \cdot \sin \varepsilon + \cos \Delta \cdot \sin \alpha \cdot \sin \varepsilon} \end{cases}$$

Le retard entre les deux vibrations est $\delta = \varphi + \varphi' - \Delta'$.
Remarquons, que d'après les équations précédentes,

$$\operatorname{tg}(\varphi + \varphi') = \frac{\sin \Delta \cdot \sin 2\alpha}{\sin 2\varepsilon \cdot \cos 2\alpha + \cos \Delta \cdot \cos 2\varepsilon \cdot \sin 2\alpha}$$

ou encore

$$\operatorname{tg}(\varphi + \varphi') = \operatorname{tg} \Delta \cdot \frac{\sin 2\alpha}{\sin 2\alpha \cdot \cos 2\varepsilon + \frac{\sin 2\varepsilon \cdot \cos 2\alpha}{\cos \Delta}}$$

On en déduit,

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{(\operatorname{tg} \Delta - \operatorname{tg} \Delta' \cdot \cos 2\varepsilon) \sin 2\alpha - \operatorname{tg} \Delta' \frac{\sin 2\varepsilon \cdot \cos 2\alpha}{\cos \Delta}}{(\cos 2\varepsilon + \operatorname{tg} \Delta \cdot \operatorname{tg} \Delta') \sin 2\alpha + \frac{\sin 2\varepsilon \cdot \cos 2\alpha}{\cos \Delta}}.$$

On pourrait montrer que les cas les moins favorables pour la transmission de lumière rectilignement polarisée correspondent à l'azimut de la vibration incidente défini

par $\alpha = 45^\circ$. Pour cet azimut, $\operatorname{tg} \delta = \frac{\operatorname{tg} \Delta - \operatorname{tg} \Delta' \cdot \cos 2\varepsilon}{\cos 2\varepsilon + \operatorname{tg} \Delta \cdot \operatorname{tg} \Delta'}$

Dans les conditions de nos mesures, ε étant toujours petit,

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{(\operatorname{tg} \Delta - \operatorname{tg} \Delta') + 4\varepsilon^2 \cdot \operatorname{tg} \Delta'}{1 + \operatorname{tg} \Delta \cdot \operatorname{tg} \Delta' - 4\varepsilon^2}.$$

Tandis que ε ne peut dépasser quelques degrés, $(\operatorname{tg} \Delta - \operatorname{tg} \Delta')$ peut prendre des valeurs extrêmes de l'ordre de 0,1 pour un verre d'indice $n = 3$, et de 0,3 pour un verre d'indice $n = 1,56$.

On a donc pratiquement $\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg}(\Delta - \Delta')$ et on en déduit que pour l'azimut $\alpha = 45^\circ$ de la vibration incidente, les éléments du faisceau les moins bien compensés, ont sensiblement l'ellipticité $\operatorname{tg} \psi = \frac{1}{2}(\Delta - \Delta')$.

Avec les valeurs extrêmes que Δ et Δ' peuvent prendre dans nos mesures, l'ellipticité relative aux rayons les moins

bien compensés serait inférieure à $1/150$ pour des prismes d'indice $n = \sqrt{3}$ et à $1/10$ pour des prismes d'indice $n = 1,56$.

On voit que, pour des rayons polarisés à 45° du plan d'incidence les prismes d'indice $n = \sqrt{3}$ fournissent une compensation dont la qualité est, théoriquement, supérieure à celle de l'appareil de Berek. Le procédé des prismes croisés permet en outre de réaliser une compensation partielle avec tous les illuminateurs usuels ; cette compensation est d'autant meilleure que l'indice du prisme de l'illuminateur est plus proche de $n\sqrt{3}$. (Avec des prismes d'indice un peu élevé, $n = 1,56$ par exemple, la compensation est déjà très suffisante pour les mesures de pouvoirs réflecteurs en lumière rectilignement polarisée.)

Remarquons qu'il sera toujours moins onéreux de remplacer le prisme de l'illuminateur dont on dispose par un prisme d'indice $n = \sqrt{3}$ exempt de tensions internes, que de se procurer un illuminateur spécial.

4) *Influence des réflexions multiples dans les compensateurs.* — Les faces d'entrée et de sortie des prismes donnent lieu à des réflexions partielles. Une partie de la lumière est donc transmise par l'illuminateur après réflexions successives sur ces deux faces.

Dans l'appareil de Berek le nombre de réflexions totales est augmenté de 6 pour la lumière ayant subi ces réflexions. Δ est simplement accru de 360° et la lumière parasite n'est pas gênante puisqu'elle demeure polarisée comme la lumière directement transmise.

Dans le dispositif à prismes croisés indépendants, chaque prisme donne naissance à la lumière parasite. Celle-ci subit 4 réflexions totales dont deux seulement se compensent entre elles ; elle est elliptique.

Pour obtenir des extinctions parfaites entre nicols croi-

sés de part et d'autre de l'illuminateur, il a été indispensable d'accoler les deux prismes par du baume. La lumière parasite provient alors de réflexions sur la face de sortie du prisme P_2 , puis sur la face d'entrée du prisme P_1 (fig. 11 b), elle subit six réflexions totales deux à deux compensées, et elle est polarisée rectilignement comme la lumière directement transmise.

Conclusion. — La nécessité de mesurer les pouvoirs réflecteurs soit en lumière naturelle, soit en lumière rectilignement polarisée, implique, dans les illuminateurs, l'emploi des prismes à réflexion totale.

Pour que ces prismes transmettent sans altération de la lumière rectilignement polarisée on peut utiliser deux procédés :

1° — Réglage du polariseur pour que les rayons du faisceau envoyé au prisme soient polarisés parallèlement au plan d'incidence du rayon moyen ou normalement à ce plan.

2° — Suppression du décalage entre les phases des composantes réfléchies situées dans le plan d'incidence ou normales à ce plan.

Le premier procédé ne donne, en général, le pouvoir réflecteur à mesurer que si l'on effectue deux mesures, une pour chacun des azimuts possibles de la vibration incidente, et si on prend la moyenne des résultats obtenus ; l'emploi des diaphragmes circulaires ou demi-circulaires, peut, cependant, permettre de n'effectuer qu'une seule mesure.

Le second procédé de suppression de lumière elliptique permet de transmettre la vibration rectiligne dans une azimut quelconque.

En particulier, si cet azimut est à 45° du plan d'incidence du rayon moyen, on obtient directement, par une seule

mésure, la moyenne résultant des deux mesures exigées par le premier procédé.

Le dispositif à deux prismes identiques croisés compensant le décalage produit par la réflexion totale, est applicable, pour une radiation quelconque, à tous les illuminateurs utilisant un verre d'indice assez élevé.

V. — Rôle des flux parasites. (18)

Le rapport des pouvoirs réflecteurs est pris égal au rapport des flux lumineux reçus dans le diaphragme oculaire.

Or l'éclairement de ce diaphragme est la somme de trois éclairagements : 1° — E , provenant de la réflexion simple sur la surface étudiée ; 2° — e , dû aux réflexions multiples entre cette surface et la face frontale de l'objectif ; 3° — e' , produit sans intervention de la surface étudiée.

Le rapport des flux comparés par le photomètre n'est donc celui des pouvoirs réflecteurs que si les éclairagements parasites e et e' sont négligeables devant l'éclairement E , ou si on élimine leurs effets.

Mécanisme de production des éclairagements parasites.

a) *Éclairement e dû aux réflexions multiples.* — On sait que dans les mesures de coefficients de transmission des instruments d'optique où l'on utilise une surface diffusante, cette lumière qui fait retour à l'appareil après plusieurs réflexions peut provoquer d'importantes erreurs (24). Ces erreurs ont été signalées aussi dans une étude récente relative à des mesures microphotométriques (34).

L'éclairement e est dû essentiellement à la lumière ren-

voyée par les diverses faces de l'objectif sur le champ réfléchissant que nous appliquons aux mesures. Cette lumière semble provenir d'images du diaphragme d'entrée de l'illuminateur que ces faces donnent par réflexion. Les éclats de ces images sont affectés, par rapport à l'éclat de l'image du diaphragme que donne l'objectif sur la préparation, de facteurs obtenus en élevant à une puissance égale au nombre de réflexions, le produit du pouvoir réflecteur de la surface étudiée par le pouvoir réflecteur du verre. Ce dernier étant de l'ordre de 0,045, on comprend que les flux parasites se réduiront pratiquement à ceux que produisent les images formées après une seule réflexion sur le verre.

On pourrait ainsi déterminer approximativement pour chaque objectif dont on connaîtrait la formule et la coupe, la position et la grandeur des images, leur éclat et les flux parasites transmis.

b) *Éclairement e' produit sans intervention de la surface réfléchissante.* — M. Orcel a souligné dans une récente publication (47) les erreurs que cet éclairage peut provoquer.

La lumière parasite peut provenir à la fois de réflexions sur les faces supérieures des lentilles de l'objectif et de diffusion de la lumière à l'intérieur du tube du microscope. J'ai pu constater, en couvrant de papier noir le dessus de l'objectif, que la première cause seule est notable.

Ici encore, le flux parasite entrant dans le diaphragme oculaire, semble donc provenir d'images du diaphragme d'entrée de l'illuminateur dont l'éclat ne dépend que des pouvoirs réflecteurs des verres.

Conclusions pratiques. — Ainsi, lorsqu'on réduit l'aire du diaphragme d'entrée de l'illuminateur, on diminue simultanément e et e' comme l'aire du diaphragme, sans toute-

fois modifier E puisque l'ouverture des faisceaux incidents n'a pas été changée. *On aura donc intérêt à réduire ce diaphragme jusqu'au minimum compatible avec le champ défini par l'oculaire.*

En agrandissant le *diaphragme d'ouverture*, on ne change ni les dimensions, ni l'éclat des images parasites : e et e' restent constants mais E est augmenté. *On diminuera donc l'importance des flux parasites en augmentant l'ouverture des faisceaux utilisés jusqu'au maximum compatible avec la condition d'incidence quasi-normale.*

Quand on agrandit le diaphragme de champ oculaire, les éclairagements e , e' et E restent constants si on ne modifie pas les autres diaphragmes ; on augmente les éclairagements parasites comme l'aire du diaphragme de champ, si on s'attache à faire coïncider avec lui, l'image du diaphragme illuminateur.

Enfin, E est proportionnel au pouvoir réflecteur R de la surface étudiée, e est proportionnel à R^2 et e' est constant. *L'importance relative de e croît donc avec R tandis que celle de e' diminue.*

Les erreurs étant toujours de même sens se retranchent d'ailleurs dans les comparaisons de pouvoirs réflecteurs que nous traduisons par des rapports. *Elles sont ainsi d'autant plus réduites que les surfaces comparées ont des pouvoirs réflecteurs plus voisins.*

Étude expérimentale.

a) *Éclairement e .* — J'ai observé au moyen du photomètre photoélectrique l'importance des flux parasites dus aux réflexions multiples entre la surface étudiée et l'objectif.

En deux régions différentes d'une lame porte objet sont

placés deux cercles, l'un de papier noir l'autre d'argent, assez petits pour n'occuper qu'une très petite portion du champ réfléchissant défini par le diaphragme oculaire ouvert ; la petite surface d'argent a été déposée chimiquement sur une lame couvre objet qui, collée à la lame porte objet, maintient le cercle de papier noir.

Le dispositif est placé sur la platine du microscope et éclairé par dessous de façon que l'image de la source lumineuse se forme dans le plan supérieur du porte objet. On fait glisser celui-ci jusqu'à ce que le diaphragme oculaire étant entièrement ouvert, le papier noir occupe le centre du champ. On réduit alors le diaphragme oculaire jusqu'à ce qu'il soit débordé par l'image du papier noir. On fait la même expérience, sans modifier l'ouverture du diaphragme oculaire en amenant à la place de l'image du papier noir celle du cercle d'argent. Enfin, on élimine du champ les cercles opaques.

La différence des indications du photomètre entre la troisième et la deuxième expérience, puis entre la deuxième et la première donnent respectivement des nombres proportionnels à l'éclairement E et à l'éclairement e relatif à une surface de pouvoir réflecteur voisin de 1.

L'éclairement e s'est ainsi montré inférieur à $E/300$ pour les différents objectifs usuels.

Avec les surfaces que l'on aura à comparer et dont le pouvoir réflecteur est bien inférieur à celui de l'argent, l'éclairement parasite e peut être négligé.

b) *Éclairement e' .* — Le même flux lumineux étant envoyé par l'illuminateur, les indications du photomètre avec une surface réfléchissante devant l'objectif, puis sans surface réfléchissante, permettent d'évaluer le rapport e'/E .

Voici des valeurs de ce rapport, déterminées avec une surface de cuivre ($R = 0,70$) et rapportées à une surface de

pouvoir réflecteur égal à 1 (Les rapports mesurés ont été multipliés par 0,7) :

(I)	Diamètre du diaphragme oculaire en mm.....		6	3	1,5
	Objectif Nachet 5 M — Diamètre de l'illuminateur..	Max.	0,088	0,091	0,099
		Min.	0,0029	0,0028	0,0031
	— 7 M —	Max.	—	0,043	0,050
		Min.	—	0,0019	0,0022
(L'ouverture minimum du diaphragme illuminateur débordait encore le champ.)					
(II)	Aires du diaphr. d'ouverture (Unité arbitraire).....		120	59	49
	Objectif Nachet 5 M — Diamètre des diaphr. illuminateur maximum..		0,047	0,090	0,13

c) *Conclusion.* — Ainsi, avec les précautions indiquées, l'expérience nous montre que les erreurs sont bien inférieures à l'imprécision de mesures photométriques visuelles.

On les réduira au minimum en utilisant des faisceaux aussi ouverts que possible et un diaphragme illuminateur réduit au minimum compatible avec le champ observé.

Les expériences nous montrent que, dans ces conditions, l'influence des réflexions multiples est à peu près négligeable. Celle des flux atteignant le photomètre sans intervention de la surface étudiée, d'ailleurs très petite, peut être supprimée dans tous les cas, si on prend le zéro du photomètre après chaque mesure en retirant la préparation et non en masquant la source lumineuse.

Soulignons enfin que les conditions indiquées tendent à accroître la sensibilité de la méthode photoélectrique puisqu'elles font augmenter l'ouverture des faisceaux utilisés.

TROISIÈME PARTIE

SIGNIFICATION PHYSIQUE DES POUVOIRS RÉFLECTEURS SOUS L'INCIDENCE NORMALE

ÉTALONS DE POUVOIR RÉFLECTEUR

Les résultats théoriques relatifs aux pouvoirs réflecteurs sont rigoureusement valables seulement sur des surfaces répondant à l'hypothèse d'une discontinuité parfaite entre les deux milieux en contact.

Dans la pratique, il existe toujours une *couche de passage* (1) (11) (51) entre un solide, même parfaitement poli au point de vue optique, et le milieu homogène adjacent. Cette couche que suffirait à provoquer un phénomène analogue à la tension superficielle des liquides, peut être développée par *action chimique* ou *physique* du milieu adjacent (par exemple, oxydation, absorption de gaz ou de liquides), ou bien par le *polissage mécanique* qui détruit superficiellement l'édifice cristallin.

Le pouvoir réflecteur que nous mesurons est ainsi sous la dépendance simultanée de la structure interne du solide réfléchissant et d'une couche superficielle plus ou moins différente. En utilisant de nombreux travaux intéressant cette question et nos propres expériences, nous avons cherché à nous rendre compte de la signification physique des pouvoirs réflecteurs en lumière incidente normale.

Cas des corps transparents.

Les corps transparents se prêtent à des déterminations dioptriques d'indices de réfraction (Prisme, Réfractomètre) dont la précision dépasse beaucoup celle des mesures en lumière réfléchie et reste indépendante de la couche de passage ; il est donc possible d'évaluer sur chacun d'eux l'écart absolu entre les phénomènes de réflexion observés et ceux que la théorie de la réflexion vitreuse permettait de prévoir.

a) *Influence de la couche naturelle.* — Différents auteurs ont appliqué la méthode de Drude à des *clivages frais* parce qu'ils présentent l'avantage double de n'avoir pas subi l'action superficielle brutale du polissage mécanique et d'avoir été soumis pendant un temps court à l'action du milieu adjacent. On admet, généralement, que la couche de passage se réduit alors à la *couche naturelle* inévitable.

Je ne connais pas de *mesures absolues* du pouvoir réflecteur R_0 sur des clivages frais. Cependant, en substituant les unes aux autres des surfaces de sel gemme clivées depuis quelques minutes, j'ai observé des pouvoirs réflecteurs concordant à 1 % près. Les facteurs de réflexion rapportés à celui d'une surface de quartz perpendiculaire à l'axe optique avaient des valeurs comprises entre 0,968 et 0,977 au lieu de 0,994 (valeur calculée).

Les mesures polarimétriques effectuées par Drude (28) sur les clivages de sel gemme, par Horn (31) sur les clivages de blende jaune, ont décelé des écarts de $1/2^\circ$ pour le sel gemme, de $15'$ pour la blende entre les angles brewstériens mesurés et calculés ; elles conduiraient dans le calcul de R_0 à des écarts de 5,6 % pour le sel gemme et 1,4 % pour la blende. Les discordances sont bien inférieures entre les mesures directes de R_0 ; mais l'incertitude actuelle des déterminations de pouvoirs réflecteurs absolus dépasse 1 % et

rien n'autorise encore, au delà de cette limite, à attribuer aux clivages frais, des pouvoirs réflecteurs R_0 rigoureusement égaux à ceux qui se déduisent théoriquement de la mesure dioptrique des indices de réfraction.

b) *Influence des couches artificielles.* — Le *polissage mécanique* a un effet destructif du réseau cristallin susceptible d'atteindre des profondeurs très variables. D'après des expériences très récentes utilisant la diffraction d'électrons (51), il produirait une couche très mince (20 à 50 Å) à laquelle le broyage très fin des cristaux aurait donné une structure quasi-amorphe, puis, au-dessous, une couche d'épaisseur plus grande (jusqu'à 1000 Å) micro-cristalline. L'action de ces couches sur les phénomènes de réflexion pourra être très variable sur des échantillons de même nom suivant la durée du polissage, la finesse de l'abrasif, la dureté relative de l'abrasif et de l'échantillon, etc...

Les mesures effectuées sur les *verres polis très fraîchement* ont montré une coïncidence supérieure aux erreurs des mesures photométriques visuelles entre le pouvoir réflecteur R_0 mesuré directement et ce pouvoir réflecteur calculé à partir de l'indice de réfraction (39).

Sur des lames de *quartz perpendiculaires à l'axe optique*, Koenigsberger (35) a trouvé des résultats analogues et on peut penser que ses vérifications photométriques visuelles sont valables jusqu'à 1 % près. J'ai moi-même comparé entre elles diverses lames de quartz bien polies, propres, et de même orientation ; l'âge et la provenance étaient quelconques et les pouvoirs réflecteurs restaient cependant voisins à 0,5 % près.

Des mesures sur la *blende jaune de Santander polie à l'alumine 3 h.* sur un plan de clivage, m'ont fourni des pouvoirs réflecteurs inférieurs de 2 à 3 % à celui des cli-

vages non modifiés mécaniquement. En lumière rouge, le pouvoir réflecteur relatif au quartz perpendiculaire d'un échantillon poli artificiellement était égal à 3,48 (Moyenne des résultats de mesures : 3,49, 3,48 et 3,46) au lieu de 3,56 (Rapport calculé). Ceci concorde assez bien avec des résultats indiqués par Cissarz (23).

J'ai repoli soigneusement à l'alumine des sections de calcite, l'une parallèle à l'axe optique, l'autre normale à cet axe. Les pouvoirs réflecteurs mesurés en lumière naturelle rouge, et rapportés toujours au quartz normal à l'axe optique, étaient, immédiatement après le polissage : 1,09 au lieu de 1,082, pour la section parallèle ; 1,34 au lieu de 1,336 pour la section perpendiculaire. Les écarts sont de l'ordre des erreurs de mesure.

L'action du *milieu extérieur* est aussi très variable suivant la nature des échantillons et les conditions de ce milieu.

Pouvoirs réflecteurs en lumière naturelle rouge rapportés à celui du quartz perpendiculaire à l'axe optique.

TEMPS ÉCOULÉ APRÈS POLISSAGE	SECTION PARAL. A L'AXE OPTIQUE	SECTION NORM. A L'AXE OPTIQUE	FACE DE CLIV. P. NATURELLE.
Quelques minutes....	1.089	1.35	1.215
1 jour.....	1.084		
3 jours.....			1.184
8 jours.....	1.065	1.335	1.200
14 jours.....	1.069	1.343	1.202
Plusieurs années....	0.983	1.210	
Nombres calculés à partir des indices.	1.082	1.335	1.195

On connaît l'action importante de l'air atmosphérique sur les surfaces hygrométriques comme celles des verres.

Rappelons les écarts atteignant jusqu'à 30 % entre les pouvoirs réflecteurs R_0 mesurés sur des surfaces anciennes et les pouvoirs réflecteurs théoriques (40).

Le *quartz*, la *blende*, ont pu être conservés sans précaution dans l'atmosphère du laboratoire. Aucune altération sensible ne s'est manifestée par le pouvoir réflecteur.

Nos observations sur la *calcite* montrent, au contraire, une action très lente mais finalement importante, comme l'indique le tableau p. 98.

Cas des corps opaques.

Les indices de réfraction ν et d'extinction χ ne nous sont généralement connus que par les méthodes utilisant la réflexion. Il est donc impossible d'apprécier, sur les corps opaques, la valeur absolue des écarts provoqués par la couche de passage sur les déterminations optiques.

Nous pouvons seulement observer la discordance des mesures sur les échantillons de même nom et le sens de leurs variations quand on réduit l'importance des couches de passage soit par clivage, soit par arrachement, soit par tout autre procédé.

AUTEUR		ν	χ	R_0 (CALCULÉ)
Drude	1 ^{er} Clivage frais	4.300	1.719	45.26
	2 ^e »	4.183	1.627	43.02
Horn	Clivage frais	3.912	1.991	44.3
Drude	face polie	2.96	1.862	38.17
Drude	face polie (après arrachement d'une couche de gélatine).	3.313	1.724	38.57

Il suffit de rapprocher les résultats obtenus par différents

expérimentateurs pour les constantes optiques ν et χ , pour apprécier l'énorme influence de la couche superficielle au voisinage de l'incidence principale ; la discordance est notable même sur des clivages frais. Pour fixer les idées, les résultats obtenus avec la galène au cours de différents travaux (lumière jaune) sont réunis dans le tableau précédent.

Soulignons que la *détermination directe* des pouvoirs réflecteurs R_0 donne généralement lieu à des écarts bien moindres que les mesures d'indices et, qu'en outre, ces pouvoirs réflecteurs concordent mieux entre eux que les pouvoirs réflecteurs calculés. Pour reprendre la galène, Cissarz trouve $R_0 = 43,5$ sur un clivage frais, $R_0 = 43,3$ sur toute une longue série d'échantillons polis mécaniquement et de provenances très différentes (concordance curieuse, d'ailleurs, avec un photomètre visuel) ; tandis que Von Fragstein (28 bis) trouve 41,1 sur une surface polie.

Pour certains métaux durs la concordance dépasse la précision des mesures visuelles.

Etude des surfaces de cuivre.

La technique mise au point par M. Jacquet (33) pour supprimer la couche superficielle recouvrant certains métaux, en particulier le cuivre, nous a permis d'ébaucher sur ce métal une étude des influences séparées de la couche d'origine mécanique et des couches d'altération.

Les surfaces, préalablement polies mécaniquement, servent d'anode dans un bac à électrolyse contenant une solution d'acide pyrophosphorique ou orthophosphorique. Pendant la durée du traitement, la différence de potentiel entre les électrodes doit demeurer un peu inférieure à celle qui entraîne le dégagement gazeux. On obtient ainsi des surfaces sans défaut visible au microscope.

On peut penser, en outre, que la couche de passage est réduite au minimum ; M. Jacquet a montré, en particulier, que les cristaux de cuivre se développent sans discontinuité, par dépôt cathodique sur une surface polie électrolytiquement, ce qui est irréalisable sur une surface polie mécaniquement. L'influence du réseau cristallin est donc accentuée sur les phénomènes superficiels.

H. Lowery, H. Wilkinson et D. Smare ont récemment comparé (40) par la méthode de Drude, les cuivres polis électrolytiquement, polis mécaniquement, et encore déposés par condensation dans le vide. Pour la longueur d'onde $0,6 \mu$, par exemple, il indique les résultats suivants :

		ν	χ	R_0 CALCULÉ
Echantillon	électro 1..	0.13	2.93	94.9
»	électro 2..	0.14	2.61	93.3
»	méc. 1...	0.35	2.11	77.7
»	méc. 2 ..	0.32	2.57	84.5
»	Evap. 1...	0.33	2.67	85.0
»	Evap. 2 ...	0.42	2.51	80.0

J'ai, moi-même, comparé directement les pouvoirs réflecteurs R_0 sur des échantillons de cuivre pur électrolytique dont les grains avaient des grosseurs très différentes. Toutes les surfaces ont subi un polissage à l'alumine 3 h. ; certaines d'entre elles ont été ensuite soumises à l'arrachement anodique pendant 20 minutes, environ, de façon à supprimer complètement la couche de passage. Les mesures ont été faites avec l'écran bleu Pyrex N° 556 (Bande bleue avec maximum pour $\lambda = 0,45 \mu$).

Surfaces polies électrolytiquement. — Des mesures effectuées sur des échantillons préparés par M. Jacquet et con-

servés à l'abri de l'air extérieur dans des tubes scellés à la paraffine m'ont fourni les résultats suivants au moment de l'ouverture des tubes :

ÉCHANTILLONS	POUVOIRS RÉFLECTEURS (UNITÉ ARBITRAIRE)		
» » 1	1.409	1.421	Moyenne = 1.416
» » 2	1.410	1.430	
» » 3	1.412	1.416	

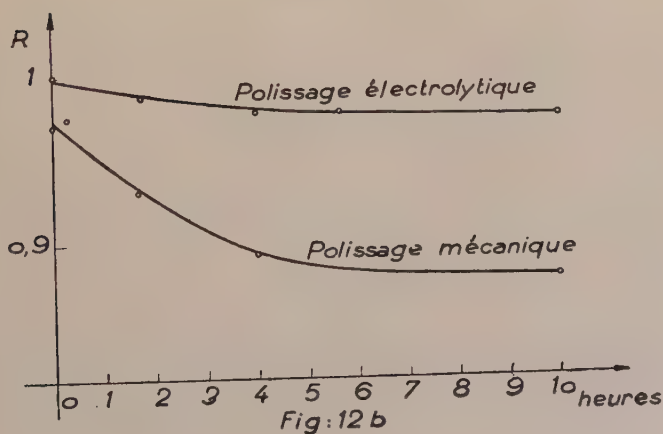
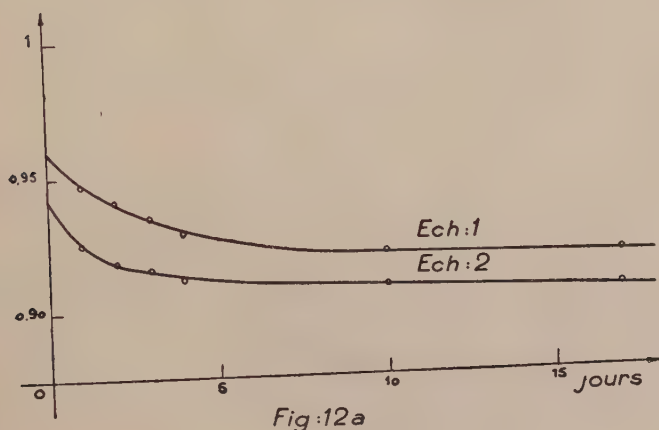
J'ai repris ces comparaisons sur des surfaces que j'ai polies moi-même et j'ai retrouvé à 1 % près les mêmes pouvoirs réflecteurs. (Quelques défauts superficiels provenant de bulles d'air, qui ont adhéré aux surfaces pendant le polissage et une légère convexité m'interdisent d'indiquer encore une plus grande concordance.)

Surfaces polies mécaniquement. — Le pouvoir réflecteur des surfaces polies fraîchement à l'alumine est inférieur de 3 à 5 % à celui des surfaces obtenues électrolytiquement : j'ai mesuré, entre ces pouvoirs réflecteurs, des rapports compris entre 0,948 et 0,971. (La couche de passage influence moins le pouvoir réflecteur en lumière normale que ne l'indiquent les mesures polarimétriques. En outre, les écarts des mesures sont bien moindres. Il sera intéressant d'observer l'évolution des surfaces mécaniques sous l'influence d'une recristallisation dans un four à atmosphère inerte.)

Action du temps et du milieu extérieur. — Des surfaces obtenues électrolytiquement ont été conservées à la température ordinaire et pendant plusieurs semaines dans l'air d'un dessiccateur. J'ai comparé à plusieurs reprises les pouvoirs réflecteurs de ces surfaces à celui de l'une d'entre

elles fraîchement polie ; aucune différence sensible n'est apparue dans la limite de 1 %.

Deux surfaces *polies mécaniquement* à l'alumine 3 h., ont montré, dans les mêmes conditions, une évolution notable, représentée par les courbes de la figure 12 a (Les



pouvoirs réflecteurs sont rapportés à celui du cuivre poli électrolytiquement et non altéré.)

Je signalerai l'influence très grande de la température sur les cuivres placés dans l'air humide du laboratoire. Cette influence est beaucoup plus rapide sur un échantillon poli mécaniquement que sur une surface électrolytique. Placés ensemble dans une étuve maintenue vers 50°, deux cuivres polis simultanément par les deux méthodes nous ont fourni les résultats indiqués par les courbes de la figure 12 b.

C'est toujours immédiatement après le polissage que l'évolution des surfaces est le plus rapide sur les surfaces obtenues mécaniquement.

L'altération semble surtout provenir de la formation d'un film d'oxyde cuivreux : l'immersion de la surface polie mécaniquement, dans une solution diluée d'acide phosphorique, ramène, en effet, le pouvoir réflecteur très près de sa valeur initiale (1 %).

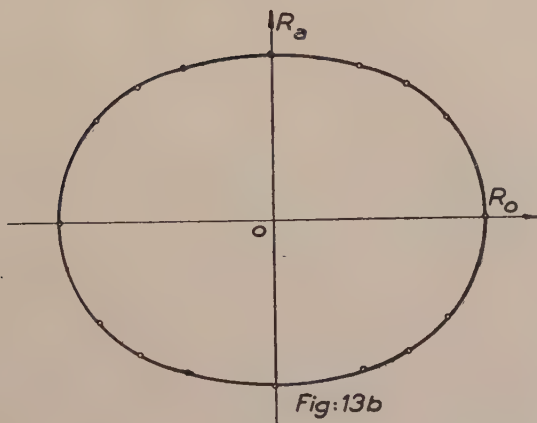
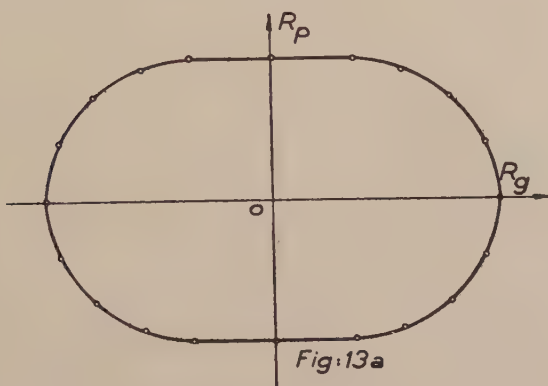
Indicatrices.

J'ai relevé les *indicatrices de pouvoirs réflecteurs* sur diverses surfaces afin de les comparer aux courbes calculées à partir des indices de réfraction (Introd.).

Sur une *section de calcite parallèle à l'axe* et, deux semaines après polissage, j'ai obtenu (lumière rouge) les valeurs suivantes des pouvoirs réflecteurs principaux par rapport au quartz : $R_e = 1,33$ et $R_o = 0,809$. La figure 13 a représente simultanément l'indicatrice théorique (en trait continu), et des points de l'indicatrice relevée expérimentalement dont les axes ont pu être fixés, à 2° près environ, par la méthode déjà décrite (Introd.).

Sur une *face de clivage de calcite*, ancienne de 6 jours, j'ai

trouvé (par rapport au quartz) $R_o = 1.350$ et $R_e = 1.045$.



Les axes n'ont pu être orientés qu'à 6° près, environ. Les indicatrices sont représentées sur la figure 13 b.

**Conclusions sur la signification à attribuer
aux pouvoirs réflecteurs en lumière normale.**

Pour les surfaces de corps opaques, comme pour celles de corps transparents, l'évolution des pouvoirs réflecteurs R_0 en fonction du temps est extrêmement variable suivant la nature du corps poli, celle du milieu adjacent, et même suivant les conditions de polissage. Cette évolution peut être commode pour suivre la marche d'une altération, mais sauf vérification préalable de stabilité, comme l'a déjà indiqué Schneiderhöhn (50), *une mesure isolée du pouvoir réflecteur R_0 ne peut avoir de sens bien défini que sur des polissages frais.*

Dans ces conditions, les surfaces de même nom ont des pouvoirs réflecteurs normaux très voisins. *Les déterminations directes de pouvoirs réflecteurs coïncident beaucoup mieux entre elles que les résultats des mesures polarimétriques.* Le choix de cette caractéristique optique pour la diagnose se justifie ainsi et est particulièrement heureux.

Il est, par contre, très délicat de passer de ces pouvoirs réflecteurs aux *indices optiques*. Une coïncidence de 1 % entre les indices déduits de R_0 et mesurés par les méthodes dioptriques, parfois observée sur quelques substances transparentes doit être considérée comme exceptionnelle ; il faut s'attendre, en général, comme nous l'avons vu pour la blende, la galène, le cuivre, à des écarts de plusieurs centièmes, entre différentes mesures de pouvoirs réflecteurs sur des surfaces de même nom polies mécaniquement : d'après la formule VIII (Introd.) on ne saurait donc garantir plus de deux chiffres significatifs pour les indices des corps transparents ; d'après les formules IX et X (Introd.), la précision serait bien moindre encore pour

les corps faiblement opaques et parfaitement illusoire pour les corps fortement absorbants.

La mesure de la caractéristique optique R_0 doit être considérée comme la première étape d'une détermination des constantes optiques par les méthodes de réflexion. Il faut, pour passer à une détermination des indices, utiliser des surfaces dont la couche superficielle ait une influence très petite. La seule mesure de pouvoirs réflecteurs en lumière normale ne pourra pas remplacer les mesures polarimétriques ; mais elle donnera un moyen d'en vérifier la validité. La concordance de nos mesures sur les cuivres permet de penser que le polissage anodique de M. Jacquet permettra de réaliser ce gros progrès dans l'étude optique des métaux.

En ce qui concerne les applications cristallographiques, il est prudent, aussi, de se limiter, pour le moment, aux déterminations de pouvoirs réflecteurs. Beaucoup de déductions relatives aux indices seraient illusoires¹.

Conclusions relatives au choix des étalons dans les mesures relatives de pouvoirs réflecteurs.

Quel que soit le but poursuivi, diagnose ou détermination précise des pouvoirs réflecteurs absolus, les étalons utilisés dans les mesures relatives doivent présenter deux qualités essentielles :

1° — être *stables* dans les limites de la précision atteinte.

(1) Notons cependant que le rapport des pouvoirs réflecteurs principaux des surfaces de calcite que nous avons observées, est demeuré constant malgré une évolution notable des pouvoirs réflecteurs eux-mêmes ; cela s'explique si l'on songe que la couche de passage doit agir dans le même sens sur les deux pouvoirs réflecteurs principaux, et nous pouvons penser, jusqu'à plus ample vérification, qu'il vaut mieux caractériser l'anisotropie par ce rapport constant que par la biréflectence variable avec le temps ; la précision de l'orientation des sections serait elle-même conservée.

(Au moins pendant un temps dépassant beaucoup celui des mesures.)

2° — être *reproductibles* facilement, avec la même précision.

Ces conditions peuvent être suffisantes pour la diagnose si minéralogistes et métallographes veulent bien définir l'étalon qu'ils utilisent au cours de chaque mesure particulière. Mais pour la détermination des *pouvoirs réflecteurs absolus* des échantillons, *il faut, de plus, que le pouvoir réflecteur absolu de l'étalon soit lui-même connu avec une précision dépassant celle des comparaisons photométriques.*

Étalons usuels. — Actuellement, J. Orcel (45) utilise le *Diamant* et aussi les clivages polis de « Blende jaune miel » ; Cissarz (23) emploie le clivage de « Blende de Santander » ; Berek (2) a indiqué les surfaces de *quartz normales à l'axe optique* et aussi le *platine poli* : Le pouvoir réflecteur absolu de chacune de ces surfaces est calculé à partir des indices optiques déterminés par ailleurs.

De plus, chaque expérimentateur a pu être conduit, par les conditions de ses mesures photométriques, à utiliser des étalons secondaires dont les pouvoirs réflecteurs ont été déterminés par comparaison aux étalons de base. Quand on mesure les déplacements du spot d'un galvanomètre, on est astreint (Proportionnalité des déviations galvanométriques — Précision des lectures) à comparer toujours des pouvoirs réflecteurs de même ordre : c'est ainsi que J. Orcel dispose de toute une gamme d'étalons secondaires : silicium, cuivre gris, pyrite, etc... Ramdhor utilise une face naturelle d'oligiste. Enfin, pour des raisons de sensibilité photométrique, Cissarz a été conduit à prendre la galène comme étalon pour ses mesures visuelles dans l'huile de Cèdre.

Limite de validité des étalons.

La stabilité et la reproductibilité des différents étalons ainsi choisis est suffisante pour les auteurs préoccupés seulement de diagnose. Il est, par contre, très incertain de déduire les pouvoirs réflecteurs absolus des surfaces de ceux des étalons calculés à partir des indices : même en ne choisissant que des étalons transparents, à cause de la mesure dioptrique précise des indices, les incertitudes dues au polissage dépassent, dans la plupart des cas, la précision photométrique de notre appareil de comparaison.

Seules les mesures absolues dépassant cette précision permettront de tirer tout le profit possible de la méthode comparative. Elles permettront, d'ailleurs, d'utiliser des surfaces de pouvoirs réflecteurs très variés, tandis que jusqu'ici on s'est astreint à utiliser des surfaces de corps transparents. Dans l'état actuel de nos connaissances, le quartz poli perpendiculaire à l'axe est la surface dont le pouvoir réflecteur absolu est le mieux connu ; on ne peut affirmer que les clivages de blende eux-mêmes soient mieux définis et il est illusoire, pour cette seule raison, de vouloir déduire de mesures comparatives, les pouvoirs réflecteurs absolus définis à moins de 1 % près.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

J'ai rappelé, tout d'abord, les résultats théoriques bien établis relatifs aux pouvoirs réflecteurs en lumière incidente normale et leurs principales vérifications. Les calculs d'erreurs montrent la grande précision avec laquelle ces pouvoirs réflecteurs doivent être mesurés pour définir utilement les indices optiques. La forme théorique des indicatrices de pouvoirs réflecteurs que j'ai précisée dans le cas des sections de cristaux transparents ou faiblement opaques, conduit à un procédé sensible pour repérer les directions privilégiées.

J'ai abordé, ensuite, l'étude des incertitudes dues au photomètre d'une part, à l'emploi du microscope, d'autre part, dans les mesures de pouvoirs réflecteurs sur les surfaces petites.

Les *procédés photométriques* en usage demandaient à être améliorés en vue de concilier sensibilité et stabilité : j'ai adopté, après contrôle des caractéristiques, une *cellule photoémissive à vide* dont les courants sont proportionnels aux flux lumineux admis.

Un montage amplificateur à *électromètre triode* et à *potentiomètre* a donné à la mesure de ces courants une grande marge de sensibilité ; il perfectionne, en outre, les disposi-

tifs similaires en supprimant l'amplification linéaire et en permettant la comparaison directe de pouvoirs réflecteurs très différents.

La *stabilité* de la source lumineuse et celle de la lampe amplificatrice ont été beaucoup améliorées par une alimentation à tension constante dont j'expose le principe en détails.

Les incertitudes provoquées par l'*emploi du microscope* sont causées par les flux parasites, les modifications apportées par l'illuminateur à l'état de polarisation de la lumière incidente, la convergence des faisceaux lumineux issus de l'objectif, et, enfin, l'imparfaite substitution des surfaces à comparer. J'ai évalué l'importance de chacune d'elles et montré la nécessité de les réduire si l'on veut faire des mesures précises de pouvoirs réflecteurs en lumière normale. Après les réglages simples indiqués, c'est la substitution des surfaces qui limite encore la précision des comparaisons : pour dépasser la précision de 1 % et retirer tout le bénéfice des améliorations indiquées, il faudra remplacer les platines usuelles des microscopes par des tables spéciales très rigides, à déplacement vertical lent, et à rotation par entraînement tangent.

Cette étude m'a parfois mené au delà du but primitivement poursuivi :

J'ai fait quelques remarques sur les variations théoriques des pouvoirs réflecteurs en fonction de l'angle d'incidence et j'indique, en particulier, la condition d'existence d'un minimum de pouvoir réflecteur pour les corps opaques. La vérification de ces résultats doit donner lieu à des recherches expérimentales que je me propose de poursuivre.

Un nouveau compensateur, pour la lumière blanche, déviant un faisceau lumineux de 90° sans modifier son état de polarisation, a été réalisé.

La comparaison des pouvoirs réflecteurs au moyen du microscope peut passer utilement du domaine de la diagnose minéralogique dans le domaine des mesures physiques. Je me suis préoccupé de la signification à attribuer aux pouvoirs réflecteurs comparés :

Mes résultats, concordant avec les données numériques fournies par de nombreux auteurs, aboutissent à cette conclusion sur laquelle on n'a pas insisté assez, à mon avis, que *les déterminaisons de pouvoirs réflecteurs sous l'incidence normale sont bien moins irrégulières que celles des autres caractéristiques optiques* ; c'est là ce qui fait l'intérêt essentiel de ces mesures pour la *diagnose*.

J'ai rencontré des surfaces dont le pouvoir réflecteur est stable et reproductible à moins de 1 % près ; mais aucune mesure absolue n'a permis encore de les définir au delà de cette précision. L'avenir des mesures relatives est lié à des recherches entreprises dans cette voie.

L'influence irrégulière des couches de passage laisse illusoires la plupart des déterminaisons d'indices optiques. Nos efforts doivent porter sur la mise au point de techniques réduisant les effets perturbateurs des couches superficielles : j'ai montré l'intérêt présenté, à ce point de vue, par la technique récente de polissage anodique imaginée par M. Jacquet.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) BEILBY. — Aggregation and Flow of Solids, London, 1911.
- (2) BEREK. — *Z. f. Krist.*, 76, 1931, p. 396 à 430 et 77, 1931, p. 1 à 22.
- (3) — *Sitz Ber. Marburger Ges.*, 1932, 34 p.
- (4) BEREK et STRIEDER. — *Z. f. Krist.*, 86, 1933, p. 212.
- (5) BEREK. — *Z. f. Instrumentenkunde*, 56, 1936, p. 1.
- (7) BERNAUER. — *Cent. f. Min.*, 1923, p. 153 à 159.
- (8) BILLET. — *Traité d'optique physique*, t. II.
- (9) BLOCH (E.). — Les Phénomènes thermoïoniques.
- (10) BOUASSE. — *Théorie de la Réflexion*, 1925.
- (11) — *Capillarité et phénomènes superficiels*, p. 311 à 426.
- (12) BOUTRY. — *Mesure des densités photographiques par la méthode photoélectriques*, 1934.
- (13) — *Les phénomènes photoélectriques*, 1936.
- (14) BRUHAT. — *Cours d'Optique physique*, 1931.
- (15) CAPDECOMME. — *C. R. Ac. des Sc.*, t. 204, 1936, p. 2061.
- (16) — *C. R. Ac. des Sc.*, t. 203, 1936, p. 312.
- (17) — *C. R. Ac. des Sc.*, t. 203, 1936, p. 994.
- (18) — *C. R. Ac. des Sc.*, t. 202, 1936, p. 1843.
- (19) — *Diplôme d'Études Supérieures*, Toulouse, Juin 1932.
- (20) CAPDECOMME et JOURAVSKY. — *C. R. Ac. des Sc.*, t. 204, 1937, p. 137.
- (20 bis) CAPDECOMME. — *C. R. Ac. des Sc.*, t. 198, 1934, p. 462.
- (21) CHALONGE et LAMBERT. — *Revue d'Optique*, 1926, 404 et 1931, p. 405.
- (22) CISSARZ. — *Z. f. Krist.*, 78, 1931, p. 455.
- (23) — *Z. f. Krist.*, 82, 1932, p. 438.

- (24) CUNY. — *Revue d'Optique*, 1933, p. 201.
- (25) DONZELOT et DIVOUX. — *J. de Physique*, Sér. VIII, t. 5, 1934, p. 357.
- (25 bis) DONZELOT. — *Bull. Soc. fr. de Physique*, 25 mars 1933.
- (26) DRUDE. — *Wied. Ann.*, 32-1887, p. 584, et 34-1888, p. 489.
- (27) FLEURY. — *Revue d'Optique*, 1932, p. 385 à 398.
- (28) VON FRAGSTEIN. — *Ann. d. Phys.*, 5 F, 17, 1933, p. 20.
- (29) FRICK. — *N. Jahr. f. Min.*, 61-B, 1930, p. 31 à 86.
- (30) GLASER. — *Z. f. Tech. Physik*, 5, 1924, p. 233 à 260.
- (31) HORN. — *N. Jahr. f. Min.*, 12, 1903, p. 907.
- (32) *Handbuch der Experimentalphysik*, t. XVIII.
- (33) JACQUET. — *Bull. Soc. chim. de France*, t. 3, 1936, p. 723 à 736.
- (34) KECK. — *Zeiss Nachrichten*, H. 10, 1936, p. 28 à 31.
- (35) KOENIGSBERGER. — *Phys. Z.*, 4, 1903, p. 494.
- (36) — *Ann. d. Phys.*, 43-1914, p. 1205.
- (37) — *N. Jahr f. Min.*, 1931-A, 64 p., 107 à 122.
- (38) LANGE et EITEL. — *Tsch. Min. Pet.*, 41, 1931, p. 435 à 452.
- (39) LORD HAYLEIGH. — *Proc. Roy. Soc.*, 41-1886, p. 275, et *Phil. Mag.* 33, 1895.
- CONROY. — *Proc. Roy. Soc.*, 35-1883, p. 26.
- (40) LOWERY, WILKINSON et SMARE. — *Phil. Mag.*, Sér. 7, t. 22, 1936, p. 769.
- (41) MAC CULLAGH. — *Tr. Trans.*, XVIII, Part. I.
- VERDET. — *Optique physique*, t. II. p. 541 à 543.
- (42) MALMQVIST. — *Bull. Geol. Inst. Univ. Upsala*, 26, 1936.
- (43) ORCEL. — *C. R. Ac. des Sc.*, t. 183, 1927, p. 1035.
- (44) — *Bull. Soc. fr. de Min.*, 54, 1930, p. 301 à 349.
- (45) ORCEL et FASTRÉ. — *C. R. Ac. des Sc.*, t. 200, 1935, p. 1485.
- (46) ORCEL. — *Revue d'Optique*, 1934, p. 58.
- (47) — *Arch. du Museum*, 6^e série, t. 12, 1935, p. 171 à 188.
- (48) RIBAUD. — *Traité de Pyrométrie optique*.
- (49) SCHNEIDERHÖHN. — *Cent. f. Min.*, 1928-A, p. 394, et *Fort. der Min.*, 13, 1929, p. 63.
- (50) SCHNEIDERHÖHN und P. RAMDHOR. — *Lehrbuch der Erzmikroskopie*, t. I, 1934.
- (51) VERNOTTE et BORY. — *Bull. de la Soc. fr. de Physique*, n° 285, 20 déc. 1929.
- (52) WRIGHT. — *Proc. Am. Phil. Soc.*, 58, 1919, p. 401 à 447.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Diffraction des rayons X.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 10 juillet 1937.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,
G. ROUSSY.

